

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

رساله دکتری فیزیک ذرات بنیادی

امواج گرانشی ناشی از گذار فاز مرتبه اول با استفاده از دوگانگی گرانش - پیمانه

نگارنده: صدیقه رضاپور

استاد راهنما

دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن

استاد مشاور

دکتر مسلم احمدوند

بهمن ۱۴۰۰

تقدیم اثر

اینک کہ در سایہ الطاف الہی، توفیقی حاصل شد و روزنامی دیگر از معرفت بیکران الہی بر تار یکخانہ ذہنم کشادہ کردید بر زمین
اخلاص پای می گذارم و پیشانی شکر و سپاس می سایم. باشد کہ خداوند سبحان و فیاض علی الدوام، بہچنان از خوان علم و معرفت
خویش درینغم نفرماید و سفرہ نعمت خویش را در مقابلم بکستراند.

العلم نور یقذفہ اللہ فی قلب من یشاء

تقدیم بہ بارگاہ ملکوتی ثامن الحجج.

آقا علی بن موسی الرضا (ع) بہ پائی شام و ضومی کیرم، بہ صداقت آیتان اقدامی کنم، با ایمان بہ خلوص سبزان بہ سجدہ

می روم....

و تقدیم بہ ہمدی فاطمہ (ع)، صاحب العصر و الزمان (عج).

ای سرور و مولای بابا آمدنتان زمین جان مان را بانور حقیقت علم، مژور فرماید و ما را از حجاب تاریکی جہل و خود بینی
برہاند باشد کہ رستگار شویم.

و تقدیم بہ روح پدر و مادر گرامی و بزرگوارم کہ موفقیت و سربلندی ام ثمرہ زحمات بی دریغ آنهاست.

رب ارحمنا کما ربانی صغیرا

صدقہ رضا پور

بہمن ۱۴۰۰

شکر و قدردانی

سپاس خدایی را که این توفیق را عطا فرمود تا بتوانم قدمی در راه علم و دانش بردارم و در این راه استادانی بسی نیک کردار و نیک گفتار و عالم و دانشمند، روزی ام فرمود.

شکر قلبی و لسانی خود را از استاد عالی قدر جناب آقای
دکتر کاظم بی تقصیر ذاق

که زحمت راهنمایی این پایان نامه را عهده دار گردیدند و در تمامی مراحل انجام رساله از راهنمایی های مدبرانه ایشان استفاده نمودم ابراز می دارم و توفیقات روز افزون ایشان را توأم با صحت و سعادت خواستارم.

از جناب آقای

دکتر مسلم احمدوند

که در امر مشاوره این رساله مساعدت نمودند و در این امر نهایت توجه و دقت خود را مبذول فرموده اند کمال تشکر و امتنان را دارم و برای ایشان از خداوند سلامت و سعادت را خواهانم.

همواره مدیون بکاری ها و راهنمایی های بی دریغ هر دو استاد بزرگوار، هستم؛ و نمی دانم که با چه زبانی و با کد امین و ارگان محبتشان را ارج نهم. بی نهایت سپاسگزارم و به راستی انجام این رساله بدون نظر های صائب، پیکیری های دلسوزانه و تشویق های امیدبخش ایشان میسر نبود. لطف و مهربانی بی شائبه شان همواره در خاطر من خواهد ماند.

صدیقه رضاپور

بمهر ۱۴۰۰

تعمدنامه

اینجناب صدیقه رضاپور دانشجوی دوره دکتری رشته فیزیک ذرات دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان‌نامه " امواج گرانشی ناشی از گذار فاز مرتبه اول با استفاده از دوگانی گرانش - پیمانه " تحت راهنمایی آقای دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجناب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا یافت‌های آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه ، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاقی انسانی رعایت شده است .

تاریخ ۱۴۰۰/۱۰/۲۸

امضای دانشجو 

مالکیت نتایج و حق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود . استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

در این رساله به مطالعه تمام نگاری (*Holography*) امواج گرانشی حاصل از گذار فاز دینامیک رنگ کوانتومی (*QCD*) مرتبه اول کیهانی پرداخته‌ایم. زمانی که سن جهان حدود 10^{-10} ثانیه باشد گذار فاز الکتروضعیف رخ می‌دهد که در آن تقارن بین برهمکنش‌های ضعیف و الکترومغناطیس شکسته می‌شود. پس از آن حدود 10^{-5} ثانیه پس از مه‌بانگ گذار فاز پلاسمای کوارک-گلوئون به فاز هادرونی رخ داده است. از آنجا که گذار فازهای مرتبه اول در کیهان اولیه می‌توانند باعث تولید امواج گرانشی شوند، در این رساله، با مطالعه گذار فاز مرتبه اول کیهانی دینامیک رنگ کوانتومی امواج گرانشی ناشی از تحول حباب‌ها را با الگوهای تمام‌نگاری محاسبه می‌کنیم. با استفاده از دوگانی گرانش-پیمانه و تناظر بین گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیچ و گذار فاز محصور-نامحصور، طیف امواج گرانشی حاصل را در حضور جفت‌شدگی گاوس-بونت به دست می‌آوریم. به علاوه، نشان می‌دهیم که آشکارسازهای *SKA* و *Tiaji, $\mu - Ares$* قادر خواهند بود این امواج گرانشی را آشکارسازی کنند که شاهدهی برای گذار فاز مرتبه اول محصور-نامحصور است.

از طرفی امواج گرانشی به جفت‌شدگی وابسته هستند و ما این امواج را در پتانسیل باریوشیمیایی محدود در نظر گرفته‌ایم. کمیت‌های کلیدی مشخص کننده طیف چگالی انرژی موج گرانشی را در حضور جفت‌شدگی به دست می‌آوریم. نتیجه می‌گیریم که امواج صوتی نقش مهمی در طیف چگالی انرژی موج گرانشی دارند. همچنین، سناریوی ابرسرمایش را در طی گذار فاز *QCD* در نظر می‌گیریم و نشان می‌دهیم که امواج گرانشی تولید شده در این دوره نیز با آزمایش‌های *FAST, NANOGrav, Tiaji, $\mu - Ares$, IPTA* و *SKA* قابل تشخیص هستند. در ادامه، بر رویکرد تقریب غلبه دیلاتون/رادایون تمرکز می‌کنیم، کنش جهش دوگان و مدت زمان گذار فاز در دمای تشکیل حباب را پیدا می‌کنیم و مقادیر کلیدی طیف موج گرانشی را از طریق این رویکرد برای گذار فاز سریع و ابرسرمایش بدست می‌آوریم.

کلمات کلیدی: جفت‌شدگی گاوس-بونت، گذار فاز *QCD*، تمام‌نگاری، امواج گرانشی، دوگانی گرانش-پیمانه

پیش‌گفتار

وجود امواج گرانشی از نتایج مستقیم نظریه نسبیت عام اینشتین است. این امواج، نوسان‌های میدان‌های گرانشی را منتشر می‌کنند و عمدتاً در اثر حرکت اجسام پرجرم در فضا-زمان، ایجاد شده و با سرعت نور در حرکت هستند. هر جسمی که در مسیر موج باشد، نیروی جزر و مدی را که عمود بر جهت انتشار امواج اعمال می‌شود را دریافت می‌کند. در نتیجه فاصله بین نقاط، تغییر می‌کند و اندازه تغییرات با فاصله بین نقاط متناسب است [۱].

در سال ۱۹۱۶ میلادی (۱۲۹۴ ه.ش) برای اولین بار امواج گرانشی به عنوان نتیجه‌ای از نظریه نسبیت عام مطرح شد. انیشتین براساس دانش خود از کیهان و فناوری موجود در آن زمان، فرض کرد چنین امواجی بسیار کوچک خواهند بود و آشکارسازی آنها تقریباً غیرممکن است. اولین شواهد وجود امواج گرانشی در سال ۱۹۷۴ میلادی (۱۳۵۳ ه.ش) بدست آمد، هنگامی که راسل هالس و جوزف تیلور^۱ یک جفت ستاره نوترونی را در فاصله ۲۱۰۰۰ سال نوری از زمین کشف کردند. طبق مشاهدات آنها دو ستاره نوترونی که بسیار سریع حول یکدیگر می‌چرخیدند باید انرژی خود را بصورت امواج گرانشی از دست بدهند. این پیش‌بینی در سال ۱۹۹۳ میلادی (۱۳۷۲ ه.ش) جایزه نوبل فیزیک را برای این دو محقق به ارمغان آورد. زیرا آهنگ پیش‌بینی شده شتاب مداری ناشی از انتشار تابش گرانشی توسط نسبیت‌عام بصورت مشاهداتی با دقت بسیار بالا تأیید شد.

امواج گرانشی کیهانی پس از رسیدن به زمین بسیار ضعیف‌تر از امواج الکترومغناطیسی هستند. زیرا امواج گرانشی قوی از چشمه‌های فشرده بسیار پرجرم که دارای دینامیک بسیار قوی است، منتشر شده و از فواصل بزرگ نجومی می‌آید و به طور عمده بدون پراکندگی و جذب توسط مواد میانی، در فضا منتشر می‌شوند [۲].

آشکارسازی امواج گرانشی عصر جدیدی از تحقیقات را پیش روی دانشمندان قرار داده است. زیرا اطلاعاتی که توسط امواج گرانشی حمل می‌شود بسیار متفاوت از امواج الکترومغناطیسی است. دریچه جدید رو به عالم، دیدگاه ما را نسبت به کیهان تکمیل کرده است و در حیطه‌های مختلف کمک فراوانی برای مطالعات بشر داشته است.

^۱ Russell A. Hulse and Joseph H. Taylor

برخی از این حیطه‌ها عبارتند از:

۱. شناخت اساس فضا-زمان پیرامون سیاه چاله‌ها

۲. مشاهده مستقیم تشکیل سیاهچاله‌ها یا ادغام سیستم‌های دوتایی متشکل از سیاهچاله‌ها یا ستاره‌های نوترونی

۳. جستجوی سریع ستاره‌های نوترونی چرخان

۴. کاوش عمیق در لحظات اولیه منشأ عالم

۵. نگاهی به مرکز کهکشان‌هایی که سیاه چاله‌های ابر پر جرم با جرمی میلیون‌ها برابر جرم خورشید را در خود پنهان کرده‌اند.

مشاهدات و رصدهای الکترومغناطیسی و آشکارسازی امواج گرانشی همانگونه که سرخ‌هایی برای فیزیک بنیادی و آزمون‌های دقیق نسبیت عام فراهم می‌آورد، منجر به پیشرفت‌هایی در درک ما از برخی اجرام و پدیده‌های جالب جهان نیز می‌شود. همچنین، با مقایسه زمان رسیدن نور و امواج گرانشی از شیئی همچون ابرنواختر، این پیش‌بینی اینشتین که نور و امواج گرانشی با سرعت یکسان حرکت می‌کنند را می‌توان بررسی کرد [۳].

امواج گرانشی پس از تولید، بدون هیچ محدودیتی انتشار می‌یابند. ثابت شده است توقف این امواج از توقف نوترینوها سخت‌تر است. تغییر مهمی که در اثر انتشار آنها رخ می‌دهد کاهش دامنه در هنگام دور شدن از منبع است. این امواج مانند امواج الکترومغناطیسی انتقال به سرخ^۲ را به همراه خواهند داشت.

علت اصلی عدم مشاهده امواج گرانشی، جفت شدگی بسیار ضعیف آنها با ماده است. پدیده‌های جذب، پراکندگی و پراش امواج گرانشی ممکن است در فازهای اولیه جهان مهم باشند. همچنین ممکن است امواج گرانشی توسط میدان‌های گرانشی قوی متمرکز شوند و نیز مانند امواج الکترومغناطیسی پراشیده شوند [۲].

بسیاری از خواص امواج گرانشی با خواص امواج الکترومغناطیسی مطابقت دارد. ماهیت غیرخطی معادلات اینشتین سبب می‌شود، امواج گرانشی دارای اثرات خارق‌العاده‌ای باشند که از نسبیت عام ناشی می‌شوند، اثراتی همچون پراکندگی توسط انحنای پس‌زمینه، وجود دنباله‌هایی از امواج که با خود امواج برهمکنش دارند، تقویت پارامتری توسط انحنای پس‌زمینه، جفت شدن غیرخطی امواج با خودشان. اما امواج گرانشی اساساً متفاوت هستند.

²Redshift

امواج گرانشی از طریق نوسانات مرتبط با انحنای فضا - زمان و یا حرکت توده‌های جرمی مانند انفجار هسته‌ای ابرنواختری، منتشر می‌شوند. در مقابل، امواج الکترومغناطیسی کیهانی عمدتاً از تابش غیرمنتظره اتم‌های منفرد یا ذرات باردار ایجاد می‌شوند و می‌توانند اطلاعاتی در مورد شکل ماده، دما و چگالی آن در مناطق مختلف جهان یا وجود میدان مغناطیسی بدهند.

امواج گرانشی قوی از بخش‌هایی از فضا - زمان انتشار می‌یابند که گرانش بسیار شدید و سرعت حرکت توده‌های ماده به سرعت نور نزدیک است. از آنجایی که اغلب این مناطق یا لایه‌های ضخیم ماده جاذب پرتو الکترومغناطیسی احاطه شده‌اند و یا مانند سیاهچاله‌ها هیچ گونه تابش الکترومغناطیسی را منتشر نمی‌کنند، تنها راه مطالعه این مناطق کیهان، از طریق مطالعه امواج گرانشی است.

از سوی دیگر در آزمایش‌های برخورد یون سنگین در برخورد دهنده بزرگ هادرونی^۳ و برخوردهای یون سنگین نسبی^۴، فیزیک ماده برهمکنشی قوی مطالعه می‌شود. در حقیقت، در این برخوردها شرایطی که در مراحل اولیه تکامل جهان رخ داده است، به طور معکوس ایجاد می‌شود. در این مطالعات به ویژگی‌های کلیدی پلاسمای کوارک-گلوئون و ساختار فاز محصور-نامحصور^۵ و گذار فاز کایرال^۶، که توسط دینامیک رنگ کوانتومی^۷ پیش‌بینی شده است، پرداخته می‌شود.

حدود 10^{-6} ثانیه پس از انفجار بزرگ، کوارک‌ها و گلوئون‌های با برهمکنش قوی، محصور شده و وارد فاز هادرونی شدند. در مقیاس‌هایی از انرژی که این گذار فاز محصور-نامحصور اتفاق می‌افتد، نظریه دارای جفت‌شدگی قوی است و ما نمی‌توانیم از روش‌های اختلالی QCD استفاده کنیم. در دمای بالا، QCD شبکه‌ای نشان می‌دهد برای کوارک‌های ایستا، گذار فاز، مرتبه اول است [۴]، در حالی که برای سه کوارک سبک با پتانسیل شیمیایی کوچک، همگذری^۸، [۵] رخ می‌دهد. در هر حال ممکن است گذار فاز کیهان اولیه، از مرتبه اول باشد و ممکن است با سازوکار باریون‌زایی قوی، پتانسیل باریوشیمیایی زیادی تولید شود [۶]. بعلاوه عدم تقارن بزرگ لپتونی ممکن است به تولید پتانسیل باریوشیمیایی منجر شود [۷]. محدود بودن پتانسیل شیمیایی سبب می‌شود گذار

³ Large Hadron Collider: LHC

⁴ Relativistic Heavy Ion Collisions: RHIC

⁵ Deconfinement/Confinement phase transition

⁶ Chiral phase transition

⁷ Quantum Chromodynamics: QCD

⁸ Crossover

فاز QCD مرتبه اول رخ دهد [۷، ۸].

گذار فاز مرتبه اول کیهانی را می‌توان به عنوان منبع احتمالی امواج گرانشی در نظر گرفت [۹، ۱۰]، بنابراین اهمیت مطالعه این گذار فازها بیشتر می‌شود. از طرف دیگر پیشرفت‌های اخیر و همچنین برنامه‌های آتی برای آشکارسازی امواج گرانشی این انگیزه را افزایش داده است. گذار فازهای کیهانی، به ویژه گذار فازهای الکتروضعیف و QCD ، تحت برخی شرایط ممکن است مرتبه اول باشند [۷، ۱۱]. در حین گذار فاز مرتبه اول، حباب‌هایی از خلأ واقعی که دو فاز یک گذار را جدا می‌کنند، ایجاد شده و انبساط می‌یابند. گسترش حباب‌ها در پلاسمای ناپایدار و برخورد آنها با یکدیگر منجر به تولید موج گرانشی در فضا-زمان می‌شود [۱۲، ۱۳، ۱۴، ۱۵، ۱۶، ۱۷]. تناظر AdS/CFT یک دوگانی بین نظریه ریسمان در $AdS_5 \times S^5$ و ابریانگ-میلز^۹ $N = 4$ است. اگر تعداد رنگ‌ها $N_c \rightarrow \infty$ ، این تناظر در یک هندسه خاص، تطابق بین یک نظریه چهاربعدی ابرهمدیس^{۱۰} محدود و نظریه ریسمان آزاد را پیش‌بینی می‌کند. به طور کلی هر دو طرف تناظر فقط در حدهای بسیار خاص، قابل حل هستند. این دوگانی، حالت‌های ریسمان پر جرم را به عملگرهای مرکب در نظریه پیمانانه‌ای نگاشت می‌کند. هر عملگر به پیکربندی یک زنجیره اسپینی نگاشت می‌شود و در حد ترمودینامیکی به ما اجازه می‌دهد تا عبارات دقیقی را برای بعد غیرعادی عملگرهای خاص استخراج کنیم. جرم حالت‌های ریسمان برابر با ابعاد غیرعادی در نظریه پیمانانه‌ای است. اگر در تقریب نیمه کلاسیک، جرم متناظر نظریه ریسمان شناسایی شود، می‌توان با محاسبه انرژی آن در جفت‌شدگی قوی به مقایسه با نتیجه نظریه پیمانانه‌ای پرداخت [۱۸].

ما در الگوهای دوگانی گرانش-پیمانانه^{۱۱}، نظریه‌های میدان کوانتومی را برای N_c بزرگ در جفت‌شدگی قوی توفت^{۱۲} به طور نامحدود در نظر گرفتیم ($N_c \rightarrow \infty$). جفت‌شدگی توفت با λ نشان داده می‌شود. در این رویکرد تمام‌نگاری، بین گذار فاز هاوکینگ-پیچ^{۱۳} و گذار فاز محصور-نامحصور تطابق وجود دارد [۱۹، ۲۰]. با استفاده از این تطابق، طیف چگالی انرژی موج گرانشی را در جفت‌شدگی نامحدود مطالعه کردیم. به بیان دقیقتر، گرانش گوس-بونت^{۱۴}، را به عنوان تصحیحات مجذور انحنا در نظر می‌گیریم. باید توجه داشت که تصحیحات جمله

⁹SuperYang – Mills

¹⁰Superconformal

¹¹AdS / QCD

¹²t Hooft coupling

¹³Hawking-Page

¹⁴Gauss-Bonnet

پیشرو^{۱۵} برای نظریه ریسمان نوع IIB متناسب با α'^3 است، در اینجا α' تنش ریسمان است و نظریه میدان دوگان یک نظریه ابرتقارنی یانگ-میلز $\mathcal{N} = 4$ است [۵۱].

هرچند تاکنون نظریه دوگان دقیقی در مورد گرانش گاوس-بونت شناخته نشده است، اما می‌توان مقدار چشمداشتی عملگرهای دوگان را در چارچوب دوگانی‌ها مطالعه کرد. این مطالعه به ما کمک می‌کند تا درک بهتری از تأثیر تصحیحات جفت‌شدگی محدود در مطالعه تمام‌نگاری امواج گرانشی تولید شده در طی گذار فاز QCD مرتبه اول در پتانسیل بیوشیمیایی غیر صفر داشته باشیم. در واقع، چنین مطالعاتی می‌تواند در ساخت الگوهای تمام‌نگاری دقیق‌تر، مفید باشد. در این چارچوب، ما با استفاده از الگوی دیوار نرم^{۱۶} به مطالعه گذار فاز هاوکینگ-پیچ مرتبه اول بین AdS باردار گرمایی و حل سیاهچاله می‌پردازیم. با استفاده از رفتار ریسمان کوارک-پاد کوارک، برای مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، دمای بحرانی و پتانسیل باریوشیمیایی را بدست می‌آوریم. برای تشخیص و توصیف طیف چگالی انرژی موج گرانشی، مقادیر کلیدی دیگری مانند چگالی انرژی خلاء گذار فاز و دمای تولید موج گرانشی را محاسبه می‌کنیم.

در سازوکار باریون‌زایی قوی که پتانسیل باریوشیمیایی بالایی تولید می‌شود، ممکن است در طی گذار فاز QCD ، یک دوره کوتاه ابرسرمایش^{۱۷} رخ دهد و به رقیق شدن چگالی باریونی منجر شود. زیرا در این شرایط، انرژی خلاء ممکن است بسیار بزرگتر از انرژی حرارتی کیهان باشد و در این حالت پلازما بسیار رقیق می‌شود. در این رساله، ما چنین سناریویی را در نظر گرفته و مقادیر مورد نیاز برای به‌دست آوردن طیف موج گرانشی در این الگو را محاسبه می‌کنیم و نشان می‌دهیم که این سیگنال‌ها می‌توانند در محدوده حساسیت آشکارسازهای موج گرانشی برنامه‌ریزی شده برای آینده، یعنی $FAST$ ، $NANOGrav$ ، $Ares$ ، $\mu - Tiaji$ ، $IPTA$ و SKA قرار گیرند.

¹⁵ Leading order

¹⁶ Soft Wall

¹⁷ Supercooling

لیست مقالات مستخرج از رساله

۱- گذار فاز کیهانی QCD در محیطی با پتانسیل شیمیایی متناهی از طریق هولوگرافی، ارائه در کنفرانس فیزیک ایران، شهریور ۹۸، صدیقه رضاپور؛ کاظم بی تقصیرفدافن؛ مسلم احمدوند.

۲- امواج گرانشی حاصل از گذار فاز کیهانی مرتبه اول در گرانش گاوس- بونت، ارائه در دهمین کنفرانس فیزیک ذرات و میدان‌ها، شهریور ۹۹، صدیقه رضاپور، کاظم بی تقصیرفدافن، مسلم احمدوند.

3- Gravitational waves of a first-order QCD phase transition at finite coupling from holography, *Annals of Physics (AOP) Journal*, 437 (2022) 168731- S. Rezapour, K. Bitaghsir Fadafan and M. Ahmadvand, Accepted in December 2021.

4- Gravitational Waves of the QCD Phase Transition in a 5D Soft Wall Model with Gauss-Bonnet Correction, *Physics Scripta Journal* - S. Rezapour, K. Bitaghsir Fadafan and M. Ahmadvand, Accepted in January 2022.

فهرست مطالب

| | |
|----|--|
| د | فهرست جداول |
| ز | فهرست اشکال |
| ۱ | ۱ فصل ۱: امواج گرانشی و بررسی تمام‌نگاری <i>AdS/CFT</i> |
| ۲ | ۱-۱ مقدمه |
| ۲ | ۲-۱ تولید امواج گرانشی |
| ۳ | ۳-۱ آشکارسازی امواج گرانشی |
| ۳ | ۱-۳-۱ آشکارسازهای رزونانس |
| ۴ | ۲-۳-۱ تداخل سنج لیزری |
| ۵ | ۴-۱ آشکارسازهای فضایی |
| ۷ | ۱-۴-۱ رصدخانه <i>NANOGrav</i> |
| ۷ | ۲-۴-۱ آشکارساز <i>IPTA</i> |
| ۸ | ۳-۴-۱ آشکارساز <i>SKA</i> |
| ۹ | ۴-۴-۱ تلسکوپ رادیویی کروی با دیافراگم پانصد متری <i>FAST</i> |
| ۱۰ | ۵-۴-۱ آشکارساز $\mu - Ares$ |
| ۱۱ | ۶-۴-۱ آشکارسازهای <i>TianQin</i> و <i>Taiji</i> |
| ۱۲ | ۵-۱ امواج گرانشی کیهانی |
| ۱۳ | ۲ فصل ۲: گذار فاز کیهانی در کیهان اولیه |
| ۱۴ | ۱-۲ طیف امواج گرانشی |
| ۱۵ | ۱-۱-۲ برخورد حباب‌ها |
| ۱۶ | ۲-۱-۲ امواج صوتی |
| ۱۷ | ۳-۱-۲ اختلال <i>MHD</i> |
| ۱۸ | ۲-۲ گذار فاز مرتبه اول |

| | | |
|----|-------|--|
| ۲۰ | | ۱-۲-۲ معادلات حاکم بر کیهان اولیه |
| ۲۱ | | ۳-۲ گذار فاز در کیهان اولیه |
| ۲۲ | | ۱-۳-۲ گذار فاز مرتبه اول در کیهان اولیه |
| ۲۵ | | ۴-۲ گذار فاز الکتروضعیف |
| ۲۶ | | ۵-۲ گذار فاز کیهانی QCD |
| ۲۸ | | ۱-۵-۲ تورم جزئی در گذار فاز کیهانی QCD |

۳ فصل ۳: دوگانی گرانش - پیمانانه

| | | |
|----|-------|--|
| ۳۱ | | ۱-۳ مقدمه |
| ۳۲ | | ۲-۳ فضاهای AdS |
| ۳۳ | | ۳-۳ اصل تمام نگاری |
| ۳۵ | | ۱-۳-۳ دوگانی AdS/CFT و اصل تمام نگاری |
| ۳۷ | | ۲-۳-۳ واژه‌نامه تمام‌نگاری |
| ۳۸ | | ۳-۳-۳ بازپهنجاش تمام‌نگاری |
| ۳۹ | | ۴-۳ روش گرانش- پیمانانه برای پلاسمای کوارک-گلوئون |
| ۳۹ | | ۱-۴-۳ چگالی انرژی |
| ۴۱ | | ۲-۴-۳ کنش نامبو-گوتو |
| ۴۲ | | ۵-۳ پیش بینی تمام نگاری برای پلاسمای کوارک-گلوئون |
| ۴۳ | | ۶-۳ گذار فاز محصور-نامحصور در دوگانی گرانش- پیمانانه |

۴ فصل ۴: اثر تصحیحات گائوس - بونت بر طیف

| | | |
|----|-------|--------------------------------------|
| ۴۵ | | امواج گرانشی ناشی از گذار فاز کیهانی |
| ۴۶ | | ۱-۴ معرفی فضا-زمان گائوس بونت |
| ۴۷ | | ۲-۴ راه حل‌های گرانشی |
| ۵۰ | | ۳-۴ حل سیاه‌چاله باردادار |
| ۵۱ | | ۴-۴ حل سیاه‌چاله باردادار گرمایی |

| | | |
|----|--|-------|
| ۵۲ | گذار فاز محصور-نامحضور | ۵-۴ |
| ۵۸ | محاسبات طیف گرانشی | ۶-۴ |
| ۵۸ | طیف گرانشی حاصل از گذار فاز محصور- نامحضور | ۴-۶-۱ |
| ۶۴ | تورم جزئی و ابرسرمایش | ۷-۴ |
| ۶۶ | طیف گرانشی حاصل از ابرسرمایش <i>QCD</i> | ۴-۷-۱ |

۵ فصل ۵: طیف امواج گرانشی در تقریب

| | | |
|----|------------------------------|-------|
| ۷۱ | غلبه دیلاتون- رادیون | |
| ۷۲ | مقدمه | ۱-۵ |
| ۷۳ | محاسبه آهنگ تشکیل حباب | ۲-۵ |
| ۷۵ | طیف امواج گرانشی | ۳-۵ |
| ۷۶ | گذار فاز محصور-نامحضور | ۵-۳-۱ |
| ۸۰ | مرحله ابرسرمایش | ۵-۳-۲ |

۶ فصل ۶: نتیجه گیری و جمع بندی

| | | |
|----|-------|--|
| ۸۵ | | |
| ۸۷ | مراجع | |

فهرست جداول

| | | |
|-----|---|----|
| ۲-۴ | مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} | ۵۷ |
| | و $N_f = ۲$ | |
| ۱-۴ | مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} | ۵۷ |
| | و $N_f = ۱$ | |
| ۳-۴ | مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} | ۵۷ |
| | و $N_f = ۳$ | |
| ۴-۴ | مقادیر دمای گذار، نسبت انرژی خلاء به انرژی تابشی α ، α_∞ و سرعت دیواره حباب برای $N_f = ۱$ و | |
| | مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} | ۶۰ |
| ۵-۴ | مقادیر دمای گذار، نسبت انرژی خلاء به انرژی تابشی α ، α_∞ و سرعت دیواره حباب برای $N_f = ۲$ و | |
| | مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} | ۶۱ |
| ۶-۴ | مقادیر دمای گذار، نسبت انرژی خلاء به انرژی تابشی α ، α_∞ و سرعت دیواره حباب برای $N_f = ۳$ و | |
| | مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} | ۶۱ |
| ۷-۴ | مقادیر دمای بحرانی و دمای خروج برای $N_f = ۱$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} | |
| | در سناریوی ابرسرمایش | ۶۵ |
| ۸-۴ | مقادیر دمای بحرانی و دمای خروج برای $N_f = ۲$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} | |
| | در سناریوی ابرسرمایش | ۶۵ |
| ۹-۴ | مقادیر دمای بحرانی و دمای خروج برای $N_f = ۳$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} | |
| | در سناریوی ابرسرمایش | ۶۶ |

- ۱۰-۴) مقادیر T_e ، α و بسامد اوج f_{inf} برای $N_f = 1$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمایش. ۶۷
- ۱۱-۴) مقادیر T_e ، α و بسامد اوج f_{inf} برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمایش. ۶۸
- ۱۲-۴) مقادیر T_e ، α و بسامد اوج f_{inf} برای $N_f = 3$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمایش. ۶۸
- ۱-۵) مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی، C ، دمای تشکیل حباب T_* ، Δ_{IR} و γ برای $N_f = 2$ به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} ۷۵
- ۲-۵) مقادیر g_* ، β/H_* ، نسبت انرژی خلأ به انرژی تابشی α و α_∞ برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} ۷۷
- ۳-۵) مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی، C ، دمای تشکیل حباب T_* ، β/H_* ، نسبت انرژی خلأ به انرژی تابشی α و α_∞ برای $N_f = 1$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} ۷۹
- ۴-۵) مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی، C ، دمای تشکیل حباب T_* ، β/H_* ، نسبت انرژی خلأ به انرژی تابشی α و α_∞ برای $N_f = 3$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} ۸۰
- ۵-۵) مقادیر دمای بحرانی، دمای خروج از فاز، β/H_* و α برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمایش. ۸۲

فهرست اشکال

| | |
|-----|--|
| ۱-۱ | سیستم دو جرمی که حول مرکز جرم مشترک خود می چرخد. سیستم‌های دوتایی بهترین منابع امواج |
| ۲ | گرانشی هستند. |
| ۲-۱ | طرحواره ای از تداخل سنج مایکلسون |
| ۳-۱ | طرحواره ای از تداخل سنج فضایی <i>LISA</i> |
| ۱-۲ | شبیه‌سازی عددی تشکیل حباب‌ها در دو بعد [۳۵]. |
| ۲-۲ | نمودار فاز سیستم‌های تک مؤلفه‌ای |
| ۳-۲ | رفتار انرژی آزاد هلمهولتز در گذار فاز مرتبه اول |
| ۴-۲ | نمودار فاز <i>QCD</i> به عنوان تابعی از دما و پتانسیل شیمیایی باریونی. اگر مقدار پتانسیل شیمیایی زیاد |
| ۲۷ | نباشد، انتظار می‌رود <i>QCD</i> گذار همگذر داشته باشد. |
| ۱-۳ | در AdS_2 ، مختصات پوانکاره، ناحیه مثلثی نشان داده شده را پوشش می‌دهد. خط‌چین‌ها با مقادیر |
| | ثابت r مطابقت دارند. برای AdS_2 ، مرز در $r = \infty$ قرار دارد. مختصه θ از $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ |
| ۳۴ | متغیر است زیرا کره S^0 از دو نقطه تشکیل شده است. |
| ۲-۳ | طرحواره بستگی ϵ/ϵ_0 به دما در نظریه پیمان‌های شبکه و دوگانی گرانش- پیمانہ |
| ۳-۳ | جهان سطح‌های رسم شده توسط ریسمان باز(چپ) و ریسمان بسته(راست) |
| ۱-۴ | نمودار ریسمان باز برحسب فاصله کوآرک-پادکوآرک برای $\lambda_{GB} = 0.06$ و $N_f = 2$ |
| ۲-۴ | نمودار ریسمان باز برحسب فاصله کوآرک-پادکوآرک برای $\lambda_{GB} = 0.06$ و $N_f = 2$ |
| ۳-۴ | نمودار ریسمان باز برحسب فاصله کوآرک-پادکوآرک برای $\lambda_{GB} = -0.06$ و $N_f = 2$ |

- ۴-۴ طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و در حالت $N_f = 1$ ۶۲
- ۵-۴ طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و در حالت $N_f = 2$ ۶۳
- ۶-۴ طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و در حالت $N_f = 3$ ۶۳
- ۷-۴ طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور، طی دوره کوتاه ابرسرمايش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 1$. این امواج گرانشی توسط *FAST*, *NANOGrav*, *Ares* - μ و *Tiaji*, *IPTA* و *SKA* قابل آشکارسازی است. ۶۹
- ۸-۴ طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور، طی دوره کوتاه ابرسرمايش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 2$. این امواج گرانشی توسط *FAST*, *NANOGrav*, *Ares* - μ و *Tiaji*, *IPTA* و *SKA* قابل آشکارسازی است. ۶۹
- ۹-۴ طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور، طی دوره کوتاه ابرسرمايش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 3$. این امواج گرانشی توسط *FAST*, *NANOGrav*, *Ares* - μ و *Tiaji*, *IPTA* و *SKA* قابل آشکارسازی است. ۷۰
- ۱-۵ طیف چگالی امواج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور که برای مقادیر مختلف λ_{GB} و تعداد طعم‌های کوآرک سنگین $N_f = 2$. برای $\lambda_{GB} = 0/12$ و $\lambda_{GB} = 0/09$ این امواج گرانشی توسط *Ares* - μ و *Tiaji* و *SKA* قابل آشکارسازی است [۶۶]. از آنجایی که برای مقادیر دیگر λ_{GB} منحنی‌ها بسیار نزدیک به هم بدست آمده است، این منحنی‌ها در این نمودار رسم نشده است. ۷۸
- ۲-۵ ما در این شکل طیف چگالی انرژی امواج گرانشی در گذار فاز محصور-نامحصور در طول دوره کوتاهی از ابرسرمايش را به ازای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 2$ نشان می‌دهیم. امواج را می‌توان با آشکارسازهای *FAST*, *NANOGrav*, *Ares* - μ , *Tiaji*, *IPTA* و *SKA* آشکارسازی کرد [۶۶]. ۸۳

فصل ۱: امواج گرانشی و بررسی تمام محلی AdS / CFT

۱-۱ مقدمه

تا کنون کیهان اولیه، فازهای مختلف آن و گذار بین این فازها با روش‌های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته اند. برای نمونه می‌توان به سازوکار ذوب اشاره داشت که در هر دو فاز پلاسمای کوارک-گلوئون و فاز هادرونی یکسان است. همچنین طول تفکیک جفت کوارک-پادکوارک در هر دو فاز دینامیک رنگ کوانتومی^۱ کوتاه‌تر می‌شود و دما یا پتانسیل شیمیایی افزایش می‌یابد [۲۱].

اخیراً امواج گرانشی حاصل از برخورد حباب‌ها در گذار فاز QCD مرتبه اول کیهانی، با توجه به کوارک‌های ایستای سنگین مطالعه شده است. در این کاوش با استفاده از دوگانی گرانش-پیمانه^۲ و تناظر بین گذار مرتبه اول هاوکینگ-پیچ و گذار فاز محصور-نامحصور، طیف و دامنه موج گرانشی در مدل‌های دیواره سخت و نرم بررسی شده است و بدین ترتیب محدودیت طول ریسمان در مدت زمان گذار فاز QCD ، گرمای نهان در طی گذار و بسامد اوج امواج گرانشی که توسط $FAST$ ، $NANOGrav$ ، $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ ، $IPTA$ و SKA قادر به آشکارسازی هستند، بدست آمده است [۲۲]. در ادامه طیف امواج گرانشی تولید شده ناشی از گذار فاز مطالعه شده است.

۲-۱ تولید امواج گرانشی

بررسی تولید تابش الکترومغناطیسی می‌تواند برای درک تابش گرانشی مفید باشد. تابش الکترومغناطیسی توزیع بار الکتریکی دارای تکانه زاویه‌ای l/\hbar است و به کندی تغییر می‌کند. از این رو می‌توان آن را به مجموعه‌ای از چند قطبی‌ها تقسیم کرد. دامنه 2^l قطبی ($l = 0, 1, 2, \dots$) دارای تأثیر کمی است و a^l که نسبت قطر منبع به طول موج است مقداری بسیار کوچکتر از ۱ دارد. از این رو انتظار می‌رود قویترین تابش الکترومغناطیسی برای تک قطبی ($l = 0$) باشد. اما تک قطبی الکترومغناطیسی یا همان بار کل دارای مقداری پایسته است. بنابراین، تابش الکترومغناطیسی تنها چند قطبی $l \geq 1$ را شامل می‌شود، قویترین تابش برای دو قطبی الکتریکی $l = 1$ است و سپس دو قطبی مغناطیسی که ضعیفتر است و تابش چهار قطبی الکتریکی $l = 2$ بعد از آن قرار دارد. امواج

¹Quantum Chromodynamics: QCD

²AdS/QCD

گرانشی را هم می‌توان با پیروی از همین استدلال بطور مشابه تحلیل کرد و پایستگی جرم را نشان داد که موجب حذف تابش تک قطبی خواهد شد. همچنین آهنگ تغییر دو قطبی جرمی با اندازه حرکت خطی سیستم متناسب و مقداری پایسته است. بنابراین در نظریه نسبیت انیشتین هیچگونه تابش دو قطبی جرمی وجود ندارد. به این ترتیب تابش گرانشی از طبیعت چهاربعدی یا بالاتر است و به طور مستقیم به توزیع جرمی چهارقطبی مرتبط می‌شود.

اگر ابعاد منبع موج گرانشی از مرتبه شعاع شوارتزشیلد $R \sim R_{Sch}$ ^۳ و سرعت مؤلفه‌های سیستم از مرتبه سرعت نور $v \sim c$ باشد مقدار تابندگی امواج گرانشی، بیشینه خواهد بود: $L_{GW} \sim c^5/G = 3/6 \times 10^{59} \text{ erg/sec}$ این مقدار، تابندگی عالم نامیده می‌شود.

۳-۱ آشکارسازی امواج گرانشی

۱-۳-۱ آشکارسازهای رزونانس

در سال ۱۹۶۸ میلادی (۱۳۴۷ ه.ش) جوزف وبر^۴ اولین آشکارساز جرمی رزونانس را توسعه داد و نخستین تلاش‌ها برای آشکارسازی امواج گرانشی صورت گرفت. این نوع آشکارساز ساده‌ترین آشکارساز قابل تصورات (شکل ۱-۱).



شکل ۱-۱: سیستم دو جرمی که حول مرکز جرم مشترک خود می‌چرخد. سیستم‌های دوتایی بهترین منابع امواج گرانشی هستند.

در عمل به جای این سیستم ساده، یک میله فلزی سنگین استوانه‌ای شکل یا یک کره عظیم بکار می‌رود. هنگام برخورد موج گرانشی به دستگاه، میله مرتعش می‌شود. با بررسی این ارتعاش می‌توان شکل موج واقعی را

³Schwarzschild radius

⁴Joseph Weber

بازسازی کرد. در آشکارسازهای جدید حرکات ایجاد شده توسط موج گرانشی توسط تداخل سنج لیزری ثبت شده و تغییرات نسبی فاصله دو جسم آزاد معلق مشخص می‌شود. احتمالاً اساسی‌ترین گام در تلاش برای آشکارسازی سیگنال‌های موج گرانشی استفاده از تداخل سنجی است.

اساس این آشکارسازها بسیار ساده است اما حساسیت آنها به منابع مختلف نوفه^۵ وابسته است. نوفه‌های داخلی آشکارسازها ممکن است گاوسی یا غیر گاوسی باشند. نوفه‌های گاوسی از توزیع احتمالی آمار گاوسی پیروی می‌کنند و با چگالی طیفی $S_n(f)$ مشخص می‌شود. سیگنال مشاهده شده در خروجی آشکارساز شامل دامنه موج h و نوفه گاوسی است [۲]. البته آشکارسازهای رزونانس مدرن بسیار پیچیده ساخته شده‌اند.

۲-۳-۱ تداخل سنج لیزری

تداخل سنج لیزری، گیرنده موج گرانشی تناوبی است که در محدوده وسیعی از بسامد حساسیت بسیار بالایی را فراهم می‌کند. استفاده از نور لیزر برای اندازه‌گیری تغییرات نسبی طول دو بازوی عمودی فرآیند ساده‌ای است. همانطور که در شکل ۲-۱ مشخص است امواج گرانشی که عمود بر سطح تداخل سنج قرار می‌گیرند، طول یک بازوی تداخل سنج را افزایش می‌دهند و در عین حال بازوی دیگر را کوتاه می‌کنند و برعکس. این روش کنترل امواج، براساس تداخل سنجی مایکلسون است. تداخل سنج‌های L شکل به دلیل ماهیت چهارقطبی برای تشخیص امواج گرانشی مناسب است.

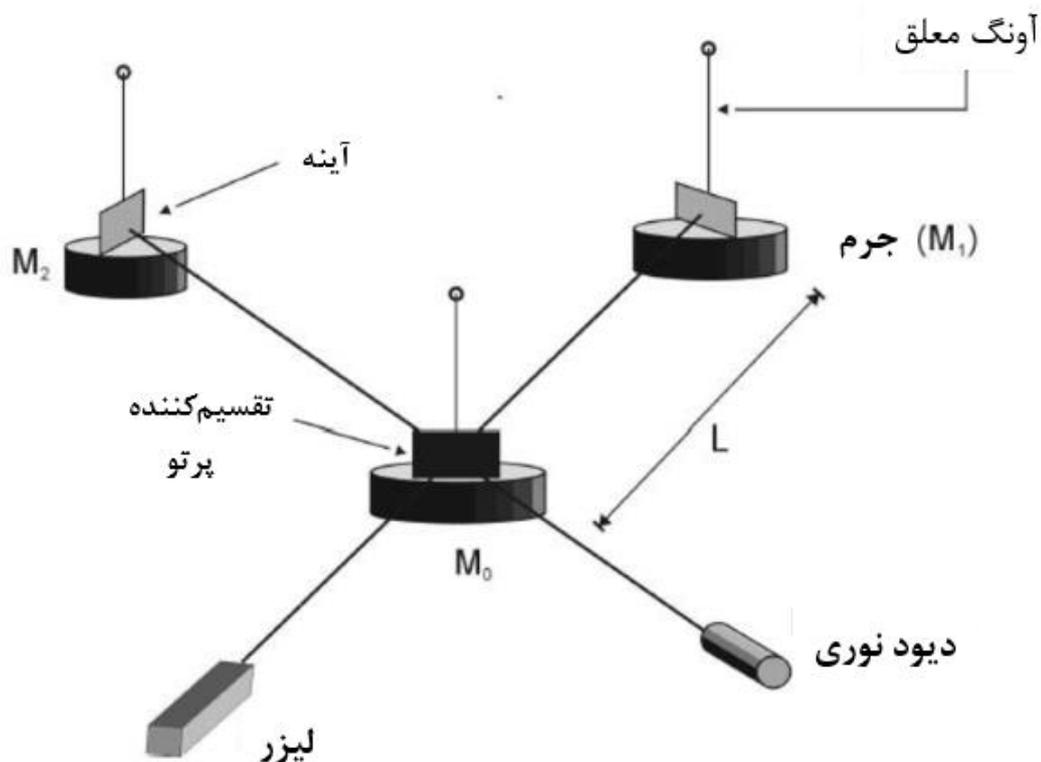
شکل ۲-۱ طرحواره‌ای از تداخل سنج مایکلسون را نشان می‌دهد که سه جرم M_1, M_0, M_2 و M_2 معلق قرار گرفته‌اند. از آنجا که آونگ‌ها مانند جرم‌های آزاد رفتار می‌کنند بسامد رزونانس باید از بسامد امواج قابل آشکارسازی بسیار کمتر باشد. آینه‌ها به M_1 و M_2 متصل می‌شوند و آینه‌ای که به M_0 متصل است نور را بطور عمودی در دو جهت تقسیم می‌کند. نور از دو آینه منعکس شده و به تقسیم کننده پرتو بازمی‌گردد. تقسیم کننده، نیمی از پرتو را انتقال داده و نیم دیگر را منعکس می‌کند. بخشی از هر پرتو به لیزر می‌رسد و مابقی پس از ترکیب شدن به آشکارساز نوری می‌رسند. با نظارت بر تغییرات خروجی آشکارساز می‌توان تغییرات در طول بازو را اندازه‌گیری و در نتیجه تابش گرانشی را مشاهده کرد. تداخل سنج‌های لایگو^۶ و ویرگو^۷ بر این اساس کار

⁵Noise

⁶ LIGO

⁷ Virgo

می‌کنند.



شکل ۱-۲: طرحواره ای از تداخل‌سنج مایکلسون.

۴-۱ آشکارسازهای فضایی

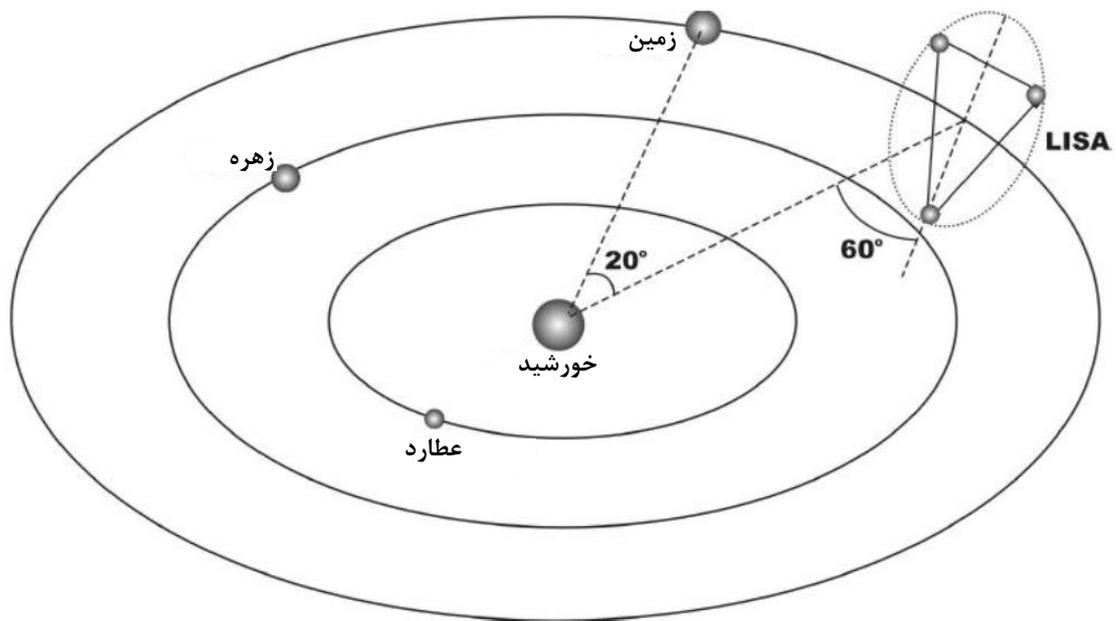
آشکارساز رزونانس و تداخل‌سنج لیزری دو آشکارساز بسامد بالا هستند. اما برخی از امواج گرانشی سیگنال‌ها را در بسامدهای پایین‌تر منتشر می‌کنند. نوفه لرزه‌ای مانع غیر قابل عبوری برای همه آزمایش‌های روی زمین است و تنها راه غلبه بر این سد، پرواز یک تداخل‌سنج لیزری در فضا است. ^۸ *LISA* یا همان آنتن فضایی تداخل‌سنج لیزری به این منظور ساخته شده است. پیشنهاد ساخت آنتن فضایی را دانشمندان اروپایی و آمریکایی ارائه دادند و توسط آژانس فضایی اروپا ^۹ *ESA* به عنوان یک مأموریت اصلی پذیرفته شد.

^۸Laser Interferometer Space Antenna

^۹European Space Agency

آشکارساز *LISA* شامل سه فضاپیما است که هر کدام در یک رأس مثلث متساوی الاضلاع قرار دارد (شکل ۱-۳). فاصله بین دو رأس یا طول بازو 5×10^6 کیلومتر است. فضاپیماها در همان مدار زمین به دور خورشید با زاویه‌ای حدود 20° درجه در پشت زمین قرار خواهند گرفت. مثلث نسبت به سطح مدار زمین با زاویه 60° درجه خم خواهد شد. این سه فضاپیما با استفاده از پرتوهای لیزر، یکدیگر را بصورت نوری ردیابی می‌کنند. به دلیل پراش، بازتاب پرتوها مانند گذشته با لایگو امکان پذیر نیست. بنابراین هر فضاپیما لیزر خاص خود را خواهد داشت. لیزرها به یکدیگر قفل می‌شوند و به آینه‌ها می‌رسند. پیکربندی به عنوان سه تداخل سنج موج گرانشی تا حدی مستقل عمل خواهد کرد.

در بسامد $f \geq 10^{-3}$ نوفه *LISA* عمدتاً از نوفه پرتاب فوتون ناشی می‌شود. منحنی حساسیت در بسامد $f \sim 3 \times 10^{-2}$ هرتز تشدید می‌شود زیرا در بسامدهای بالاتر دوره موج گرانشی کوتاه‌تر از زمان سفر نور در هر بازو است. برای $f \leq 10^{-22}$ هرگز نوفه ناشی از حرکات تصادفی فضاپیما قابل حذف نیست. حساسیت *LISA* در بسامد 10^5 برابر کمتر، تقریباً مشابه با *LIGO* است. از آنجا که مقیاس شار انرژی امواج گرانشی به شکل $F \sim f^2 h^2$ است، 10^1 برابر حساسیت بهتری نسبت به انرژی *LIGO* دارد [۲۳].



شکل ۱-۳: طرحواره ای از تداخل سنج فضایی *LISA*.

۱-۴-۱ رصدخانه *NANOGrav*

رصدخانه نانوهرتز آمریکای شمالی *NANOGrav* که در اکتبر ۲۰۰۷ تاسیس شد به دنبال مطالعه کیهان با استفاده از امواج گرانشی است. این رصدخانه با کمک تپ اخترها که پالس‌های امواج رادیویی را با نظمی خارق العاده ارسال می‌کنند، برای تشخیص امواج گرانشی از خود کهکشانش استفاده می‌کند و به عنوان آرایه زمان بندی پالسار^{۱۰} یا *PTA* شناخته می‌شود. دانشمندان *NANOGrav* از بهترین تلسکوپ‌ها و پیشرفته‌ترین فناوری‌های دنیا استفاده می‌کنند. هدف کوتاه مدت *NANOGrav* آشکارسازی امواج گرانشی در دهه آینده است. اما تشخیص، تنها اولین قدم برای مطالعه جهان به روشی کاملاً جدید و انقلابی است که به اکتشافات غیرمنتظره خواهد رسید [۲۴].

رصدخانه *NANOGrav* با دو آزمایش مشابه یعنی آرایه زمان بندی تپ اختر پارکز در استرالیا و آرایه زمان بندی تپ اختر اروپایی در اروپا همکاری می‌کند و این سه آرایه با هم، آرایه زمان بندی بین المللی تپ اختر یا *IPTA* را تشکیل می‌دهند [۲۴].

۱-۴-۲ آشکارساز *IPTA*

آشکارساز *IPTA* حاصل همکاری چند مؤسسه‌ای و چند تلسکوپی است که شامل آشکارسازهای *EPTA*^{۱۱}، *NANOGrav*^{۱۲} و *PPTA*^{۱۳} می‌شود [۲۵]. مدت زمان زیادی است که *EPTA* از ۵ تلسکوپ ۱۰۰ متری واقع در آلمان، انگلیس، ایتالیا، هلند و فرانسه استفاده می‌کند. این ۵ تلسکوپ در واقع با هم به عنوان تلسکوپی ۳۰۰ متری عمل می‌کند. *NANOGrav* در هر ماه یک روز از گرین بانک^{۱۴} با تلسکوپ ۱۰۰ متری ونیم روز از رصدخانه ۳۰۰ متری واقع در پورتوریکو استفاده می‌کند. همچنین *PPTA* در هر ماه چندین روز را در پارک تلسکوپ رادیویی ۶۴ متری در استرالیا صرف می‌کند.

هدف اصلی *IPTA* تشخیص امواج گرانشی با استفاده از آرایه‌ای در حدود ۳۰ تپ اختر است. آزمایش اصلی

¹⁰Pulsar timing array

¹¹European Pulsar Timing Array

¹²North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves

¹³Parkes Pulsar Timing Array

¹⁴Green Bank

از زمان رسیدن تپ‌های ناشی از تپاخترهای میلی ثانیه‌ای بهره برده و از آنها به‌عنوان سیستمی از ساعت‌های کهکشانی استفاده می‌کند. اختلالات در ساعت‌ها از روی زمین قابل اندازه‌گیری است. اختلال ناشی از موج گرانشی گذرا از مجموعه‌ای از تپاخترها اثر ویژه‌ای است و بنابراین آشکارسازی خواهد شد. این آزمایش مشابه با آشکارسازهای تداخل‌سنجی زمین-محور است که در آن زمان حرکت پرتوی لیزر در مسیری خاص اندازه‌گیری شده و با زمان حرکت آن در مسیر عمودی مقایسه می‌شود. در *IPTA* به‌جای زمان حرکت پرتوی لیزر، زمان حرکت یک تپ الکترومغناطیسی تپاختر اندازه‌گیری می‌شود. به‌جای ۴ کیلومتر بازو (همان‌طور که در آشکارساز *LIGO*^{۱۵} است)، بازوهای *IPTA* هزاران سال نوری (فاصله بین تپاخترها و زمین) است. هر یک از آرایه‌های تپاختری هر ماه حدود ۲۰ تپاختر میلی ثانیه‌ای را ثبت می‌کند. با همپوشانی قابل ملاحظه‌ای بین مؤسسه‌ها، تعداد کل تپاخترهای میلی ثانیه‌ای تعیین شده توسط *IPTA* (و در نتیجه تعداد بازوها در آشکارساز) حدود ۳۰ تپاختر است.

این اختلاف بین *IPTA* و آشکارسازهای زمین-محور به آنها این اجازه را می‌دهد که محدوده کاملاً متفاوت در بسامد امواج گرانشی و همچنین مجموعه مختلفی از منابع را جستجو کنند. در حالی که آشکارسازهای زمین-محور به بسامدهای ۱۰ تا ۱۰۰۰ هرتز حساس هستند، *IPTA* می‌تواند امواج گرانشی با بسامدهای نانوهرتز تا میکروهرتز را رصد کند.

۱-۴-۳ آشکارساز *SKA*

پروژه *SKA* تلاشی بین‌المللی برای ساختن بزرگترین تلسکوپ رادیویی با مساحتی بیش از یک کیلومتر مربع (یک میلیون متر مربع) است. *SKA* از هزاران بشقاب^{۱۶} و یک میلیون آنتن کم بسامد استفاده خواهد کرد که ستاره‌شناسان را قادر می‌سازد آسمان را با جزئیات بی‌سابقه‌ای نظارت کنند و کل آسمان را سریع‌تر از هر سیستم موجود بررسی نمایند [۲۶]. مناطقی در افریقای جنوبی و استرالیا به‌عنوان میزبان این پروژه انتخاب شده‌اند. زیرا به دلایل تکنیکی حداقل تداخل رادیویی را دارا هستند.

SKA سیگنال‌های دریافت شده از هزاران آنتن کوچک که در فاصله چند هزار کیلومتری پخش شده‌اند را ترکیب می‌کند تا بتواند تلسکوپ رادیویی غول‌پیکری با حساسیت و وضوح بسیار بالا را شبیه‌سازی کند. دانشمندان

¹⁵Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory

¹⁶Dish

SKA بر اهداف کلیدی علمی متمرکز شده‌اند. از جمله این اهداف می‌توان به موارد زیر اشاره کرد: استفاده از تپاخترها به‌عنوان آشکارسازهای امواج گرانشی، فهم طبیعت انرژی تاریک با بررسی چگونگی ایجاد اولین ستاره‌ها و کهکشان‌ها پس از مهبانگ و پاسخ به پرسش‌های اساسی در مورد منشاء و تکامل میدان‌های مغناطیسی کیهانی.

۱-۴-۴ تلسکوپ رادیویی کروی با دیافراگم پانصد متری FAST

تلسکوپ رادیویی کروی پانصد متری FAST^{۱۷} یکی از پروژه‌های بزرگ علمی کشور چین است که با هدف ساخت بزرگترین تلسکوپ رادیویی تک صفحه‌ای جهان انجام شده است. مفهوم مهندسی نوآورانه و طراحی جدید آن تحقق بخشیدن به این هدف را هموار می‌کند. مطالعات امکان‌سنجی FAST به مدت ۱۴ سال با حمایت جوامع نجومی چین و بین‌المللی انجام شده است. این پروژه مشارکت چین در تلاش‌های بین‌المللی برای ساخت SKA را نیز نشان می‌دهد.

پروژه FAST به عنوان حساس‌ترین تلسکوپ رادیویی تک صفحه‌ای، به دانشمندان این امکان را می‌دهد تا بسیاری از اهداف علمی همچون بررسی هیدروژن خنثی در راه شیری و دیگر کهکشان‌ها، تشخیص تپاخترهای ضعیف، جستجوی اولین ستاره‌های درخشان، شنیدن سیگنال‌هایی از تمدن‌های دیگر و ... را تحقق بخشند.

ایده قرارداد یک دیش کروی بزرگ در یک فرورفتگی کارست^{۱۸} ریشه در تلسکوپ آرسیبو^{۱۹} دارد. FAST یک آنتن از نوع آرسیبو است: استفاده از فرورفتگی کارست به دو علت صورت گرفته است. یکی بزرگی آن است که برای میزبانی تلسکوپ ۵۰۰ متری مناسب است و دیگری عمق آن که زاویه اوج را تا ۴۰ درجه سماوی ممکن می‌سازد [۲۷].

تیم FAST از رصدخانه‌های ملی نجوم آکادمی علوم چین NAOC^{۲۰} با همکاری جوامع نجومی چینی و بین‌المللی، مطالعات موفقی را بر روی فناوری‌های حیاتی از جمله نقشه برداری سایت، بازتابنده فعال، سیستم

¹⁷Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope

¹⁸منطقه‌ای که زیر آن سنگ آهک است و در اثر انحلال، فرسایش یافته و برآمدگی‌ها، شکاف‌ها، فروچاله‌ها و سایر اشکال مشخصه

زمین را ایجاد کرده است.

¹⁹Arecibo

²⁰National Astronomical Observatories of the Chinese

پشتیبانی تغذیه سبک وزن، اندازه گیری و کنترل از راه دور و دقیق، و گیرنده‌ها انجام داده است [۲۸].

بازتابنده اصلی فعال برای دستیابی به قطبش کامل و باند وسیع بدون سیستم‌های تغذیه پیچیده، انحراف کروی روی زمین را اصلاح می‌کند. کابین تغذیه سبک وزن که با یک ربات موازی به عنوان سیستم قابل تنظیم ثانویه همراه شده است، سبب افزایش دقت حرکت می‌شود [۲۷].

۱-۴-۵ آشکارساز $\mu - Ares$

آشکارساز $\mu - Ares$ یک تداخل سنج مبتنی بر فضا است که امواج گرانشی را در محدوده فرکانس میلی هرتز تا میکرون هرتز بررسی می‌کند. آشکارساز موج گرانشی $\mu - Hz$ در کل، یک رصدخانه فراگیر برای جامعه علمی خواهد بود و پتانسیل $LISA$ را تا حد زیادی گسترش می‌دهد. این ابزار که برای آشکارسازی دوتایی‌های سیاهچاله عظیم با نسبت سیگنال به نویز بالا و دوتایی‌های ستاره‌ای با فرکانس پایین در کهکشان طراحی شده است، سنگ بنای نجوم همسایگی خورشید تا کیهانی با انتقال به سرخ بالا خواهد بود.

آشکارساز $\mu - Ares$ با طول بازوی نزدیک به 400 Mkm می‌تواند به حساسیت مشخصه 10^{-18} h_c در $f = 10^{-6}$ هرتز، با فرکانسی بیش از دو برابر افزایش نسبت به فرکانس $LISA$ دست یابد. به دلیل افزایش قدرت لیزر حساسیت آن در مقایسه با $LISA$ در فرکانس 10^{-1} Hz ، $f > 3$ برابر بدتر و در حدود 3×10^{-3} هرتز 3 برابر بهتر است، که در فرکانس‌های پایین تر توسط کوتوله‌های سفید دوتایی کهکشانی محدود شده است. این آشکارساز در محدوده میکرون هرتز تمرکز بیشتری دارد و ممکن است بهتر از $LISA$ عمل کند.

در حالت ایده‌آل، این ابزار دارای دومین صورت فلکی یکسان است که نسبت به دایره البروج زاویه خواهد داشت. چرخش دو صورت فلکی در سطوح مختلف با یک دوره $8/1$ ساله، امکان مکان‌یابی آسمان از طریق مدولاسیون داپلر در حد $LISA$ یا بهتر از آن را فراهم می‌کند. پتانسیل رصدی $\mu - Ares$ بر اساس یک ماموریت 10 ساله است. تا دهه 2040 ، گستره فرکانسی $\mu - Hz$ ، که بین آنتن فضایی تداخل سنج لیزری $LISA$ و آرایه‌های زمان‌بندی تپ‌اختر قرار دارد، بزرگترین شکاف در پوشش طیف امواج گرانشی مربوط به اخترفیزیک را تشکیل خواهد داد. با این حال بسیاری از سؤالات برجسته مربوط به اخترفیزیک و کیهان‌شناسی با مشاهدات امواج گرانشی در این گستره به بهترین وجه پاسخ داده می‌شوند [۲۹].

۱-۴-۶ آشکارسازهای *Taiji* و *TianQin*

برنامه *Taiji* برای آشکارسازی امواج گرانشی با فرکانس‌هایی در محدوده 10^0 میلی هرتز تا 10^1 هرتز پیشنهاد شده است که از حساسیت بالاتری نسبت به *eLISA* برخوردار است. این برنامه استفاده از مثلثی متشکل از سه فضاپیما را در مدار اطراف خورشید پیشنهاد می‌کند. پرتوهای لیزر از هر دو طرف بین هر جفت فضاپیما فرستاده می‌شود و تفاوت در تغییرات فاز بین پرتوهای لیزر ارسالی و دریافتی در هر فضاپیما اندازه‌گیری می‌شود. طراحی اولیه برای ماموریت تایجی بر اساس جداسازی ۳ میلیون کیلومتری بین فضاپیماها، و تاریخ مورد انتظار پرتاب حدود ۲۰۳۳ است.

هدف برنامه تایجی بررسی چالش برانگیزترین مسائل مربوط به سیاهچاله‌های عظیم است، مانند چگونگی تشکیل سیاهچاله‌های دانه متوسط در کیهان اولیه، اینکه آیا ماده تاریک می‌تواند تشکیل شود یا خیر، چگونه یک سیاهچاله به یک سیاهچاله بزرگ یا بسیار بزرگ تبدیل می‌شود و ماهیت گرانش چیست [۳۰].

پروژه *TianQin* یک رصدخانه امواج گرانشی مبتنی بر فضا است که از سه ماهواره در مدار زمین با شعاع مداری حدود 10^5 کیلومتر تشکیل شده است. ماهواره‌ها یک صورت فلکی مثلث متساوی الاضلاع را تشکیل می‌دهند که صفحه آن تقریباً عمود بر صفحه دایره البروج است. هدف *TianQin* آشکارسازی امواج گرانشی بین 10^{-4} هرتز و 10^1 هرتز است که می‌تواند توسط طیف گسترده‌ای از منابع مهم اخترفیزیکی و کیهان‌شناسی، تولید شود.

سادگی *TianQin* موفقیت آن را ارزان‌تر و مطمئن‌تر می‌سازد. این فضاپیما می‌تواند طی ۱۵ تا ۲۰ سال آینده پرتاب شود. *TianQin* می‌تواند زمینه را برای پروژه‌های مشابه تایجی فراهم کند. در ۲۰ دسامبر ۲۰۱۹ ماهواره آزمایشی ۱ - *TianQin* پرتاب شد و نتایج اولیه نشان داد که تمام الزامات ماهواره فراتر از ماموریت خود پیشرفت داشته است [۳۱].

۵-۱ امواج گرانشی کیهانی

یکی از قوی‌ترین شواهد تأیید سناریوی مهبانگ، تابش پس‌زمینه ریزموج کیهانی^{۲۱} $2.7 K$ است. این تابش حرارتی برای اولین بار حدود ۳۸۰۰۰۰ سال پس از مهبانگ، عالم را احاطه کرد. در مقابل، پس‌زمینه تابش گرانشی که نظریه پردازان پیش‌بینی کرده بودند در زمان‌های پلانک یعنی 10^{-32} ثانیه پس از مهبانگ و یا زودتر از آن تولید شده بود. چنین امواج گرانشی از زمان تولید تقریباً بدون هیچ تغییری در عالم حرکت کرده‌اند. مشاهده امواج گرانشی کیهانی یکی از مهمترین کمک‌های نجوم موج گرانشی خواهد بود. امواج گرانشی نخستین منبع دیگری برای نوفه‌های آشکارساز است و بسیار قویتر از سایر نوفه‌های داخلی آشکارساز خواهند بود. در غیر این صورت، با استفاده از سیستم دو آشکارساز همزمان و ارتباط متقابل خروجی آنها، می‌توان اطمینان در آشکارسازی چنین امواج گرانشی اولیه را بدست آورد. دو آشکارساز *LIGO* به خوبی چنین ارتباطی را ایجاد کرده‌اند[۲].

²¹Cosmic Microwave Background

فصل ۲: گذار فاز کیهانی در کیهان اولیه

۱-۲ طیف امواج گرانشی

کشف امواج گرانشی روش امیدوار کننده‌ای برای بررسی وقایع کیهان اولیه است. یکی از منابع تولید این امواج گرانشی گذار فاز مرتبه اول کیهانی است. هنگامی که گذار فاز مرتبه اول در یک حمام حرارتی رخ می‌دهد، حباب‌ها تشکیل می‌شوند. سپس بدلیل آزاد شدن انرژی خلاء فاز اولیه، حباب‌ها در پلازما منبسط می‌شوند و با یکدیگر برخورد می‌کنند. در حین برخورد حباب‌ها، تقارن کرووی آنها شکسته می‌شود و بخشی از انرژی ذخیره شده به تولید امواج گرانشی منجر می‌شود [۳۲]. برای گذار فازهای مرتبه اول، در طی شکل‌گیری حباب، سه منبع موج گرانشی پیشنهاد شده است:

۱. برخورد حباب‌ها: در حین گذار فاز مرتبه اول، حباب‌ها تشکیل شده و منبسط می‌شوند. انبساط این حباب‌ها در پلازما و در نهایت برخورد آنها با یکدیگر منجر به تولید موج گرانشی در فضا-زمان می‌شود.

۲. امواج صوتی: پس از برخورد حباب‌ها و قبل از انبساط در پلازما امواج صوتی شکل می‌گیرند و انرژی جنبشی موجود در پلازما را دریافت می‌کنند. با توجه به توزیع فرکانس اوج متمایزشان و این واقعیت که آنها به طور بالقوه یک منبع موج گرانشی طولانی‌مدت هستند، توجه ویژه‌ای را به خود جلب کرده‌اند. به طور کلی این امواج صوتی می‌توانند منجر به یک سیگنال موج گرانشی قابل توجه شوند [۳۳].

۳. حرکت اختلالی شاره: در شکل‌گیری پلازما پس از برخورد حباب‌ها، اختلالات مگنتوهیدرودینامیک (MHD)^۱ رخ می‌دهد. در یک گذار فاز مرتبه اول ممکن است حباب‌ها تلاطم مغناطیسی هیدرودینامیکی ایجاد کنند. میدان‌های بذر مغناطیسی حاصل ممکن است به میدان‌های مغناطیسی تبدیل شوند و اختلال MHD ایجاد شده، امواج گرانشی تولید می‌کند که ممکن است با آشکارسازهای امواج گرانشی قابل تشخیص باشد. امواج گرانشی حاصل از گذار فاز QCD مرتبه اول در محدوده فرکانس آرایه‌های زمان‌بندی پالسا یعنی فرکانس‌های نانوهرتز قرار می‌گیرند [۳۴].

برای طیف چگالی انرژی امواج گرانشی می‌توان مجموع این سه منبع را در نظر گرفت:

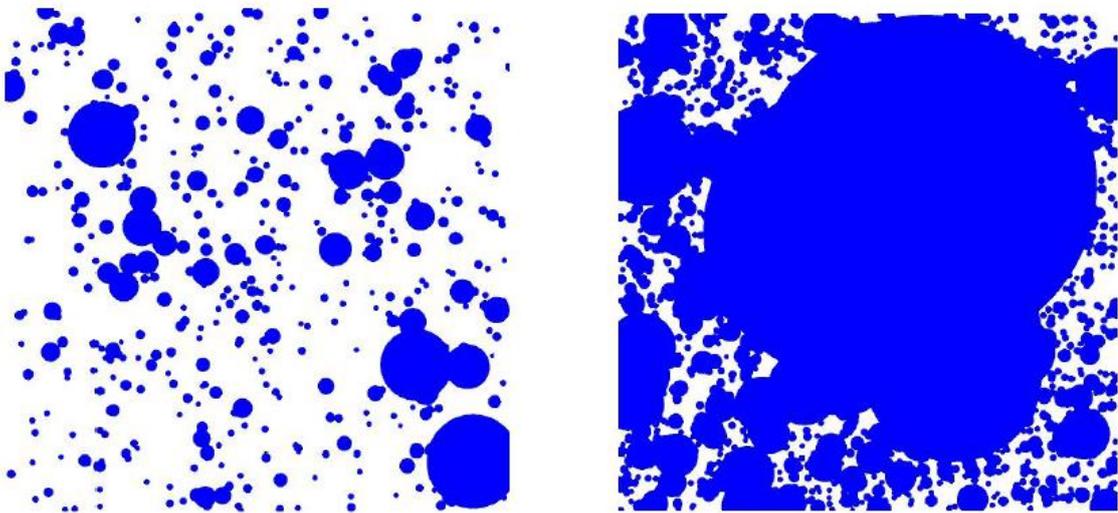
$$h^2 \Omega(f) \simeq h^2 \Omega_{\text{col}}(f) + h^2 \Omega_{\text{sw}}(f) + h^2 \Omega_{\text{tu}}(f) \quad (1-2)$$

¹Magneto Hydro Dynamic

h پارامتر هابل فعلی H_0 در واحد $km\ sec^{-1} Mpc^{-1}$ 100 است. در ادامه به هریک از این سه فرآیند می پردازیم.

۱-۱-۲ برخورد حبابها

برخورد دیواره های حباب و شوک در پلازما را می توان با عنوان "تقریب پاکت"^۲ توضیح داد. در تقریب پاکت، بخشی از گرمای نهان گذار فاز به پوسته نازکی در نزدیکی جبهه گذار فاز منتقل می شود. پس از برخورد این دو پوسته با یکدیگر، انرژی موجود در هر پوسته به سرعت پراکنده شده و در پاکت پوسته های غیر برخوردی ذخیره می شود و مولفه عرضی ناهمسانگرد انرژی-تکانه این حبابها را نتیجه می دهد.



شکل ۱-۲: شبیه سازی عددی تشکیل حبابها در دو بعد [۳۵].

شبیه سازی عددی با استفاده از تقریب پاکت نشان می دهد که سهم این برخورد به طیف موج گرانشی داده

شده است [۱۳]:

$$h^2 \Omega_{col}(f) = 1/67 \times 10^{-5} \left(\frac{0.11 v_w^3}{0.42 + v_w^2} \right) \left(\frac{H_*}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\kappa \alpha}{1 + \alpha} \right)^2 \left(\frac{100}{g_*} \right)^{\frac{1}{3}} S_{en}(f) \quad (2-2)$$

در این رابطه v_w سرعت حباب است. در مورد β/H_* هم، کمیت β^{-1} مدت زمان تقریبی گذار فاز و H_*

پارامتر هابل در دمای T_* است. دمای T_* دمای تولید امواج گرانشی است.

²Envelope Approximation

در رابطه (۲-۲) κ کسری از انرژی خلاء هست که به انرژی جنبشی حبابها تبدیل شده است. به عبارتی برای حبابهای فزار، ضریب بهره‌وری منبع برخورد حباب توسط (۳-۲) داده می‌شود:

$$\kappa = 1 - \frac{\alpha_\infty}{\alpha} \quad (۳-۲)$$

در رابطه (۲-۲) α_∞ مقدار بحرانی α است که سرعت دیواره حباب را مشخص می‌کند و نسبت α_∞/α کسری است که به حرکت شاره و انرژی گرمایی تبدیل شده است. مقدار α_∞ از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\alpha_\infty = \frac{3_0}{24\pi^2} \frac{\sum_i c_i \Delta m_i^2}{g_* T_*^2} \quad (۴-۲)$$

در این رابطه Σ جمع روی تمامی ذرات i است که این ذرات در فاز اولیه سبک و در فاز نهایی سنگین هستند. مقدار $c_i = n_i/2$ تعداد درجات آزادی انواع بوزون (فرمیون) است و Δm_i^2 مربع اختلاف جرم بین دو فاز است [۳۶].

در رابطه (۲-۲) شکل طیف موج گرانشی حاصل از برخورد حبابها از نسبت تحلیلی زیر بدست می‌آید [۳۷]:

$$S_{en}(f) = \frac{3/8 \left(\frac{f}{f_{en}}\right)^{2/8}}{1 + 2/8 \left(\frac{f}{f_{en}}\right)^{3/8}} \quad (۵-۲)$$

بسامد اوج انتقال به سرخ از رابطه (۶-۲) محاسبه می‌شود:

$$f_{en} = 16/8 \times 10^{-6} [\text{Hz}] \left(\frac{0.162}{1/8 - 0.1 v_w + v_w^2} \right) \left(\frac{\beta}{H_*} \right) \left(\frac{T_*}{10^9 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{g_*}{10^9} \right)^{1/4}. \quad (۶-۲)$$

طبق (۶-۲) فرض می‌کنیم کیهان پس از گذار فاز مستقیماً به فاز تابش غالب منتقل شده و پس از آن به طور بی‌دررو منبسط می‌شود.

۲-۱-۲ امواج صوتی

امکان تولید امواج گرانشی از امواج صوتی ابتدا در [۳۸] بیان شد، البته برای مدت زمان طولانی فراموش شده بود تا اینکه یافته‌های [۳۹] بصورت کمی در شبیه‌سازی‌های به روز شده در [۱۶] فهمیده و به لحاظ نظری در [۴۰] مدل شد. طیف موج گرانشی حاصل از امواج صوتی بر اساس روش‌های عددی به شکل زیر محاسبه شده است [۱۶]:

$$h^2 \Omega_{sw}(f) = 2/65 \times 10^{-6} \left(\frac{H_*}{\beta} \right) \left(\frac{\kappa_{sw} \alpha}{1 + \alpha} \right)^{10^9} \left(\frac{10^9}{g_*} \right)^{1/4} v_w S_{sw}(f) \quad (۷-۲)$$

شکل طیف $S_{sw}(f)$ و بسامد اوج انتقال به سرخ f_{sw} را از [۴۱] داریم:

$$S_{sw}(f) = \left(\frac{f}{f_{sw}}\right)^3 \left(\frac{\gamma}{\gamma + 3\left(\frac{f}{f_{sw}}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (۸-۲)$$

$$f_{sw} = 1/9 \times 10^{-5} [\text{Hz}] \left(\frac{1}{v_w}\right) \left(\frac{\beta}{H_*}\right) \left(\frac{T_*}{100 \text{ GeV}}\right) \left(\frac{g_*}{100}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (۹-۲)$$

بازده $\kappa_{sw} = (1 - \delta)\kappa_v$ که کسری از گرمای نهان است، به حرکت شاره تبدیل شده و به حالت انبساط حباب بستگی دارد و $\delta = 0/1$ [۴۱]. برای مقدار κ_v که بخشی از انرژی است و به حرکت پلاسما تبدیل شده است، داریم:

$$\kappa_v = \frac{\alpha_\infty}{\alpha} \frac{\alpha_\infty}{0/73 + 0/083\sqrt{\alpha_\infty + \alpha_\infty}}. \quad (۱۰-۲)$$

در صورتی که حباب‌ها فرّار نباشند^۳، مقدار κ_v با رابطه زیر معرفی می‌شود:

$$\kappa_v = \frac{\alpha}{0/73 + 0/083\sqrt{\alpha + \alpha}}. \quad (۱۱-۲)$$

۳-۱-۲ اختلال MHD

اختلال MHD برای پلاسمای کاملاً یونیزه پیش بینی می‌شود، و از آنجا که این اختلال از نوع کولموگروف^۴ است، در حرکت شاره نیز اختلال وارد می‌کند. سهم این اختلال در طیف موج گرانشی عبارت است از:

$$h^2 \Omega_{tu}(f) = 3/35 \times 10^{-4} \left(\frac{H_*}{\beta}\right) \left(\frac{\kappa_{tu}\alpha}{1 + \alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{100}{g_*}\right)^{\frac{1}{2}} v_w S_{tu}(f) \quad (۱۲-۲)$$

در این رابطه $\delta = \kappa_{tu}/\kappa_v$ است. البته با در نظر گرفتن $\delta = 0/1$ [۴۱]. شکل طیف موج گرانشی اختلال

MHD در رابطه (۱۳-۲) آمده است:

$$S_{tu}(f) = \frac{\left(\frac{f}{f_{tu}}\right)^3}{\left(1 + \frac{f}{f_{tu}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{8\pi f}{h_*}\right)} \quad (۱۳-۲)$$

برای پارامتر هابل انتقال به سرخ یعنی h_* داریم:

$$h_* = 16/5 \times 10^{-6} [\text{Hz}] \left(\frac{T_*}{100 \text{ GeV}}\right) \left(\frac{g_*}{100}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (۱۴-۲)$$

³non-runaway bubbles

⁴Kolmogorov-type turbulence

وابستگی صریح رابطه (۲-۱۳) به h_* نشان می‌دهد که اختلال به عنوان منبع موج گرانشی چندین برابر پارامتر هابل عمل می‌کند. پس از انتقال به سرخ، بسامدهای اوج در شکل طیف اختلال برابر است با:

$$f_{tu} = 2/7 \times 10^{-5} [\text{Hz}] \left(\frac{1}{v_w} \right) \left(\frac{\beta}{H_*} \right) \left(\frac{T_*}{100 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{g_*}{100} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (15-2)$$

۲-۲ گذار فاز مرتبه اول

گذار بین حالت‌های فیزیکی یک ماده را گذار فاز می‌نامند. مثال‌های متداول گذار فاز عبارتند از ذوب یخ، جوشاندن آب یا تبدیل گرافیت به الماس در فشار بالا. نمودارهای فاز ماده در شکل ۲-۲ دما-فشار ($T - P$) (سمت چپ) و دما-حجم ($T - V$) (سمت راست) نشان داده شده است.

بدیهی است چنین طرح‌های ساده‌ای کلیه نمودارهای فاز و گذار فاز را تأیید نمی‌کنند. برای مثال منحنی ذوب یخ در واقع دارای شیب منفی است ($dT/dP < 0$)، در حالی که در شکل ۲-۲ منحنی ذوب با شیب مثبت رسم شده است. علاوه بر این، ممکن است منحنی‌های ذوب مقدار حداکثر داشته باشند، یا به دلیل اثرات کوانتومی، در دمای مطلق صفر خاتمه یابد. در ناحیه حالت جامد (شکل ۲-۲) ممکن است گذار فازهای بیشماری رخ دهد که با تغییر در ساختار بلوری و الکترونیکی آنها همراه است. سرانجام، به دلیل اشکال خاص تعامل بین ذرات، ممکن است نقطه بخار مایع-بخار در نمودار فاز ماده ظاهر نشود. در مثال‌های فوق، گذار فاز با تغییرات ناگهانی در حجم مشخص و آنتروپی همراه است. به این گذارها، گذار فاز مرتبه اول گفته می‌شود که معمولاً در تغییر حالت ماده و تغییر بنیادی ساختار بلوری جامدات رخ می‌دهد. روابط گذار فاز مرتبه اول در (۲-۱۶) آمده است:

$$T_1 = T_2, \quad P_1 = P_2, \quad G_1(P, T) = G_2(P, T), \quad (16-2)$$

در (۲-۱۶) G و P ، T به ترتیب دما، فشار و پتانسیل ترمودینامیکی گیبس^۵ هستند. با استفاده از (۲-۱۶)

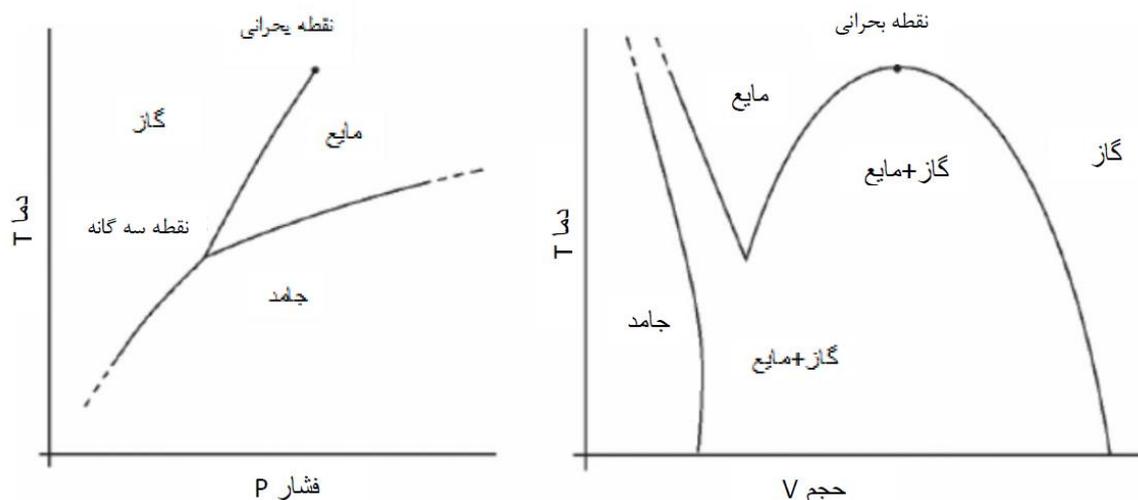
⁵Gibbs

می‌توان معادله کلازیوس-کلاپیرون^۶ را که شیب منحنی‌های تعادل فاز را تعیین می‌کند، بدست آورد:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta V'} \quad (۱۷-۲)$$

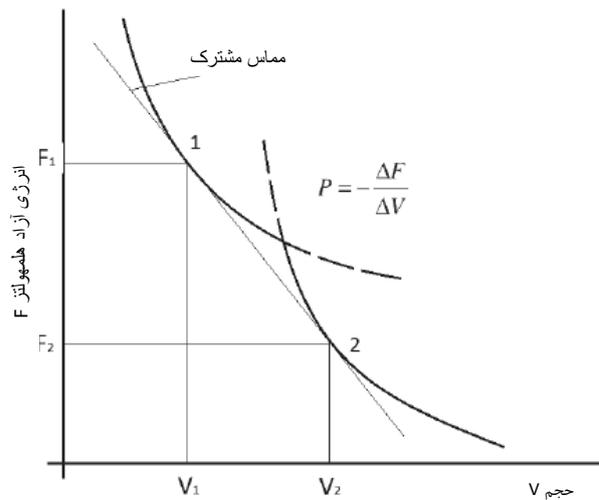
در این رابطه ΔS و ΔV به ترتیب تغییرات انتروپی و تغییرات حجم در گذار فاز هستند.

در برخی موارد، بهتر است با استفاده از انرژی آزاد هلمولتز، گذار فاز را به عنوان تابعی از حجم در نظر بگیریم. سپس همانطور که در شکل ۲-۳ می‌بینیم پارامترهای گذار فاز مرتبه اول با مماس مشترک بر شاخه‌های انرژی آزاد تعیین می‌شود. در اینجا شرط مماس مشترک به معنای برابری فشارها در هنگام گذار فاز است [۴۲].



شکل ۲-۲: نمودار فاز سیستم‌های تک مؤلفه‌ای

⁶The Clausius-Clapeyron Equation



شکل ۲-۳: رفتار انرژی آزاد هلمهولتز در گذار فاز مرتبه اول

۱-۲-۲ معادلات حاکم بر کیهان اولیه

از آنجا که کیهان اولیه بسیار داغ بوده است. برای توصیف چگونگی برهمکنش ذرات باید اثرات دما را در نظر بگیریم. در دماهای بالا تقارن‌ها بازیابی می‌شوند و در اولین لحظات تقارن الکتروضعیف بازیابی و ترمیم شد. با توجه به پارامترهای مدل استاندارد فیزیک ذرات، تقارن الکتروضعیف در حدود 10^{-12} ثانیه پس از انفجار که دما از مرتبه صدها GeV بود، شکسته شد. بنابراین، جهان در طول تاریخ خود، ممکن است فازهای مختلفی داشته باشد، به طوری که برهمکنش‌های ذره‌ای از تقارن‌های متفاوتی پیروی می‌کنند.

می‌دانیم که تقارن مواد هم مشابه تقارن فیزیک ذرات ممکن است از تغییرات دما تأثیر بپذیرد. برای مثال فازهای مختلف آب را در نظر می‌گیریم. در فاز مایع احتمال اینکه مولکول آب را در هر جایی از ظرف پیدا کنیم، نسبتاً ثابت است. اما هرچه دما کاهش یافته و آب یخ می‌زند، مولکول‌ها خود را در نوعی شبکه مرتب می‌کنند و این یکنواختی از بین می‌رود. بنابراین می‌توان گفت که با کاهش دما تقارن آب کاهش یافته و هندسه نیز تغییر کرده است.

۳-۲ گذار فاز در کیهان اولیه

با فرض جهان همگن و همسانگرد، هندسه با تابع واحدی از زمان، عامل مقیاس $R(t)$ و پارامتر k مشخص می‌شود، که تعیین کننده باز یا بسته بودن هندسه است. هندسه بسته مانند کره ($k = 1$)، فضای تخت ($k = 0$) و هندسه باز ($k = -1$) مانند زین است. اصولاً عامل مقیاس چگونگی کشش هندسه را در زمان، اندازه‌گیری می‌کند. با فرض اینکه ماده را بتوان با گاز ایده‌آلی با چگالی انرژی $\rho(t)$ و فشار $P(t)$ مدل‌سازی کرد، معادلات انیشتین دینامیک عامل مقیاس $R(t)$ را بصورت زیر تعیین می‌کنند:

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \equiv H^2 = \frac{\Lambda\pi G}{3}\rho + \frac{k}{R^2}, \quad (18-2)$$

$$2\frac{\ddot{R}}{R} + \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -\Lambda\pi GP - \frac{k}{R^2}. \quad (19-2)$$

در رابطه (۱۸-۲)، H ثابت هابل است. معادلات فوق با قانون اول ترمودینامیک تکمیل می‌شوند:

$$d(\rho R^3) = -Pd(R^3). \quad (20-2)$$

الگوی فریدمن معادلات (۱۸-۲) و (۲۰-۲) را بکاربرده است. با معادله حالت ساده $P = \omega\rho$ می‌توان رابطه بین چگالی انرژی ρ و عامل مقیاس $R(t)$ را بدست آورد. با تعیین سه مقدار متفاوت برای ω خواهیم داشت:

$$\omega = \frac{1}{3} \implies \rho \propto R^{-4}, R \propto t^{1/2} \quad 1. \text{ تابش:}$$

$$\omega = 0 \implies \rho \propto R^{-3}, R \propto t^{2/3} \quad 2. \text{ ماده سرد:}$$

$$\omega = -1 \implies \rho = \text{ثابت}, R \propto \exp(\sqrt{\Lambda_{vac}}t) \quad 3. \text{ انرژی خلأ:}$$

مقدار $\Lambda_{vac} = \Lambda\pi G\rho/3$ در نظر گرفته می‌شود.

به طور کلی چگالی انرژی کل، ترکیبی از هر سه این موارد است. با این حال تحول عامل مقیاس با سهم حاکم بر چگالی انرژی تعیین می‌شود. برای مثال، قبل از $t_{EQ} \sim 4 \times 10^{10} \text{ sec}$ تابش بر ماده سرد غالب شد. جهانی با تابش غالب، قلمرو گذار فاز کیهانی است.

۱-۳-۲ گذار فاز مرتبه اول در کیهان اولیه

طبق کیهان شناسی استاندارد در طی تکامل جهان، چندین گذار فاز رخ داده است. یکی از عواقب این رویدادهای غیرتعادلی، تولید امواج گرانشی است که راه جدیدی را برای کشف جهان اولیه ایجاد می‌کند. با این حال، اگر گذار فاز کیهانی از نوع مرتبه اول نباشد، به تولید امواج گرانشی منجر نخواهد شد. در گذار فازهای مرتبه اول کیهانی، دو حالت ترمودینامیکی تبهگن وجود دارد که از طریق مانعی از هم جدا می‌شوند. تونل‌زنی به فاز جدید با ایجاد ساختار حباب انجام می‌شود. انبساط حباب‌ها و برخورد آنها با یکدیگر موجب تولید امواج گرانشی می‌شود [۱۲]. اگر سیستم از بالاترین فاز انرژی آزاد در دماهای بالا آغاز شده و به سرعت خنک شود (یا خاموش شود) تا به زیر T_c برسد، در فاز انرژی آزاد بالا به دام می‌افتد. در این حالت، سیستم در فاز شبه پایدار قرار دارد. گذار به فاز کمترین انرژی آزاد ناپیوسته است و از طریق شکل‌گیری حباب‌های فاز انرژی آزاد پایین در فاز شبه پایدار اتفاق می‌افتد که نمونه‌ای از گذار فاز ناپیوسته یا مرتبه اول است. ساختار حباب، نوسان منسجمی از میدان را نشان می‌دهد که از اثرات حرارتی یا کوانتومی برانگیخته می‌شود.

اگر σ چگالی سطحی و ΔF اختلاف انرژی آزاد بین دو فاز باشد، شعاع بحرانی $R_c = 2\sigma/\Delta F$ است که برای رشد پیکربندی یا حباب مناسب است. اگر $R_c < R$ کشش سطحی غالب شده و حباب کوچک می‌شود. در صورتیکه $\Delta F = 0$ باشد، $R_c \rightarrow \infty$ میل می‌کند. سد انرژی آزاد برای تشکیل حباب بحرانی را نیز تعیین می‌کند. اگر حباب‌ها با $R_c > R$ تشکیل شوند رشد کرده و ادغام می‌شوند. در نتیجه با تبدیل کل حجم سیستم از فاز شبه پایدار به فاز انرژی آزاد پایین، گذار فاز، کامل می‌شود.

برای داشتن درکی از اثرات انبساط جهان بر دینامیک گذار فاز، باید به یاد داشته باشیم، سرعت انبساط، عامل تعیین کننده سرعت افت دما در مقایسه با مقیاس زمانی برهمکنش ذرات است. از معادلات فریدمن، سرعت انبساط جهان برای یک دوره تابش غالب بدست می‌آید و با اطمینان می‌توان ثابت انحنا را $k = 0$ در نظر گرفت:

$$\frac{\dot{R}}{R} = H \equiv \sqrt{\frac{8\pi}{3}} g_*^{1/2} \frac{T^2}{m_{pl}}, \quad (21-2)$$

این رابطه برای گاز نسبیتی در دمای تعادل T بکار می‌رود. g_* تعداد درجات آزادی نسبیتی است که از رابطه (۲۲-۲) وارد شده است.

$$\rho(T) = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4. \quad (22-2)$$

در انبساط کیهانی تا زمانی انواع ذرات در تعادل گرمایی هستند که آهنگ برهمکنش از سرعت انبساط بیشتر باشد، $\Gamma_{int} > H$. با فرضیات ساده در مورد چگونگی تعامل ذرات در انرژی‌های بسیار بالا، تا زمانی که $k_B T \leq 10^{16-17} GeV$ تعادل گرمایی برقرار است. گذار فاز الکتروضعیف مربوط به شکستن تقارنی است که به اصطلاح نظریه وحدت بزرگ (GUT)^۷ نامیده شده است، در این نظریه برهمکنش قوی با برهمکنش الکتروضعیف اتحاد دارد. برآوردهای فعلی از زمان وقوع این اتحاد به مقیاس انرژی در حدود $10^{16} GeV$ (تقریباً 10^{14} مرتبه بزرگتر از اتحاد الکتروضعیف) منجر می‌شود. که زمان آن به حدود 10^{-38} ثانیه پس از مه‌بانگ برمی‌گردد.

با انبساط و سرد شدن جهان، میدان اسکالری که عامل شکست تقارن است در حالت شبه پایدار به دام می‌افتد. در این حالت، چگالی انرژی ماده در دماهای بالا، شامل دو جمله است که یکی از تابش نسبیتی و دیگری از انرژی خلاء ناشی می‌شود:

$$\rho(T) = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4 + V_0. \quad (2-23)$$

V_0 چگالی انرژی ثابت است که در کمینه شبه پایدار به دام می‌افتد. واضح است که اگر دما $T < (30 V_0 / g_* \pi^2)^{1/4}$ باشد، انرژی خلاء ثابت بر چگالی انرژی غلبه می‌کند و عامل مقیاس بطور نمایی و به سرعت افزایش می‌یابد ($R \propto \exp(\sqrt{\Lambda_{vact}} t)$). به همین دلیل تورم^۸ نامیده می‌شود. کیهان با سرعتی نزدیک به سرعت نور منبسط شده و ابرسرماپیش رخ می‌دهد. در این حالت نیز علیت برقرار است و ذرات و برهمکنش‌ها از علیت پیروی می‌کنند. به دلیل افت ناگهانی دما، اثرات کوانتومی بر اثرات گرمایی حاکم خواهد شد. سرانجام، سازوکار تشکیل حباب کوانتومی به کمترین حالت انرژی فروپاشی می‌کند. حباب‌ها رشد می‌کنند و ادغام می‌شوند و به این ترتیب گذار فاز کامل می‌شود [۴۳].

زمانی که تورم توسط یک میدان شبه اسکالر رانده می‌شود، ممکن است اختلالات متریک ایجاد شده در طول تورم دو برابر شود، بنابراین به ناهنجاری گرانشی کمک می‌کند و عدم تقارن لپتون - پادلیپتون را در پی خواهد داشت [۴۴]. از آنجا که این عدم تقارن از میدان‌هایی ناشی می‌شود که در حین تورم فعال هستند، با تورم از بین نرفته و کاهش نمی‌یابد. مقدار عدم تقارن ماده تولید شده در این مدل ممکن است اندازه واقعی پارامترها در محدوده برخی از سناریوهای تورمی و نظریه‌های وحدت بزرگ باشد.

⁷Grand Unified Theory

⁸Inflation

از سوی دیگر، از زمان وجود پادماده و پادذرات در آزمایش‌های برخورد دهنده، بیش از نیم قرن است که توضیح دو سوال زیر یکی از معماهای فیزیک اخترذره‌ای و کیهان‌شناسی است:

۱. آیا جهان ما بیشتر از ماده ساخته شده است؟

۲. چرا و چگونه بلافاصله پس از انفجار بزرگ دوره تکاملی کیهان از سوپ متقارن ماده و پادماده آغاز شده است؟

در واقع در بخش‌های قابل مشاهده کیهان، وجود ماده بیش از پادماده است. در حال حاضر بر اساس پارامترهای کیهان‌شناسی که از مشاهدات پس زمینه ریزموج کیهانی و آزمایش $WMAP$ ^۹ مشخص شده‌اند، فزونی ماده بر پادماده قوت گرفته است [۲۵]. از نظر مقداری این عدم تقارن از نسبت چگالی باریون به چگالی فوتون بدست می‌آید:

$$\frac{n_B}{n_\gamma} = (6.5 \pm 0.4) \times 10^{-10}, \quad (24-2)$$

که $n_B = n_b - n_{\bar{b}}$ و n_γ چگالی عددی فوتون‌ها است. ویژگی خوب این نسبت مستقل از زمان بودن آن است. هرچند این نسبت، عدد کوچکی است اما آنقدر بزرگ هست که به عنوان معمایی برای الگوهای فیزیک ذرات مطرح شود.

ساخاروف سه شرط لازم برای تولید عدم تقارن دینامیکی ماده-پادماده را از شرایط اولیه تقارن بیان کرد:

۱. الگوی فیزیک ذرات باید در نقاط رأس^{۱۰}، ناقص عدد باریونی باشد.

۲. CP ^{۱۱} باید نقض شود.

۳. نقض CP و عدد باریونی برهمکنش‌ها باید زمانی که کیهان در عدم تعادل گرمایی است، فعال باشد.

طبق مدل استاندارد فیزیک ذرات در کیهان اولیه، باریون اضافی تولید نمی‌شود. زیرا در مدل استاندارد برهمکنش‌های ناقص عدد باریونی، حلقه گم شده است و تنها منبع نقض CP در بخش هادرونی، در فاز دیراک

^۹ کاوشگر ناهمسان‌گرد ریزموجی ویلکینسون

^{۱۰}Vertex Points

^{۱۱}charge conjugation parity

ماتریس مخلوط CKM است. علاوه بر این، فرض شده است که مقیاس تورم بزرگتر از TeV باشد. به عبارت دیگر مدل استاندارد در حین تورم کار می‌کند و پس از تورم به پایان می‌رسد. شرط عدم تعادل ممکن است در گذار فاز و یا فروپاشی ذرات پرجرم ایجاد شود. جذاب ترین انتخاب برای گذار فاز، ارتباط آن باشکست تقارن الکتروضعیف است. با این حال، احتمالاً گذار فاز مرتبه اول آنچنان که باید قوی نیست.

از دهه ۱۹۸۰ میلادی (۱۳۶۰ ه.ش) به بعد مشخص شد با فرارگرفتن اسفلرون‌ها^{۱۲} در میان برهمکنش‌های ضعیف استاندارد، باریون‌ها و لپتون‌ها همپوشانی داشته و در دمایی بیش از $1TeV$ فعالیت گرمایی خواهند داشت. بنابراین در دمای بالا بوسیله فرآیندهای عدم تعادل ترمودینامیکی و عدم تقارن CP می‌توان با ایجاد عدد لپتونی خالص به عدم تقارن باریونی رسید. چنین سناریوهایی به عنوان لپتون‌زایی شناخته می‌شوند.

۲-۴ گذار فاز الکتروضعیف

گذار فاز الکتروضعیف یک تقاطع در مدل استاندارد است که در زمان $t \approx 10^{-10} s$ و دمای بحرانی حدود $159/5 GeV$ رخ می‌دهد که در آن تقارن بین برهمکنش‌های ضعیف و الکترومغناطیس شکسته می‌شود.

به طور کلی مدل‌های بازگرمایش^{۱۳} برای بازگرداندن تقارن الکتروضعیف، تمایل دارند به پیش‌بینی دمای بازگرمایش بپردازند. علاوه بر این، اگر در حین خنک شدن کیهان پس از بازگرمایش از طریق گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول قوی، تقارن الکتروضعیف شکسته شود، ممکن است در طی گذار فاز با رقیق شدن بقایای مقادیر گرمایی، عدم تقارن باریونی کیهان ایجاد شود.

سازوکار جدیدی برای باریون‌زایی الکتروضعیف پیشنهاد شده است که اساس آن بر امواج گرانشی تولید شده توسط میدان‌های مغناطیسی کایرال حاضر در گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول قوی است. دو انگیزه برای مطالعه امواج گرانشی حاصل از گذار فاز الکتروضعیف وجود دارد:

اولین و مهمترین، امکان تولید عدم تقارن باریونی مشاهده شده از طریق باریون‌زایی است. باریون‌زایی الکتروضعیف شرایط ساخاروف را برآورده می‌کند.

دوم، گذار فاز مرتبه اول در مقیاس الکتروضعیف منبع امواج گرانشی است که اساساً توسط $LISA$ قابل

^{۱۲}اینستانتون‌های $SU(2)$

^{۱۳}Reheating

آشکارسازی هستند.

چگالی انرژی در امواج گرانشی تولید شده توسط گذار فاز عموماً تابع افزایش سرعت دیواره v_w است، بنابراین سرعت بیشتر دیواره مطلوب است. با این حال، روند باریون‌زایی الکتروضعیف به سرعت دیواره نسبت به پلاسما بستگی دارد. پلاسما جلوی دیواره‌ای قرار دارد که سرعت آن بسیار کندتر از سرعت صوت است تا ذرات از دیواره حباب به داخل پلاسما پخش شوند. در محل دیواره نقض C و CP رخ می‌دهد و داخل پلاسما گذارهای اسفالرونی را خواهیم داشت [۴۶].

۵-۲ گذار فاز کیهانی QCD

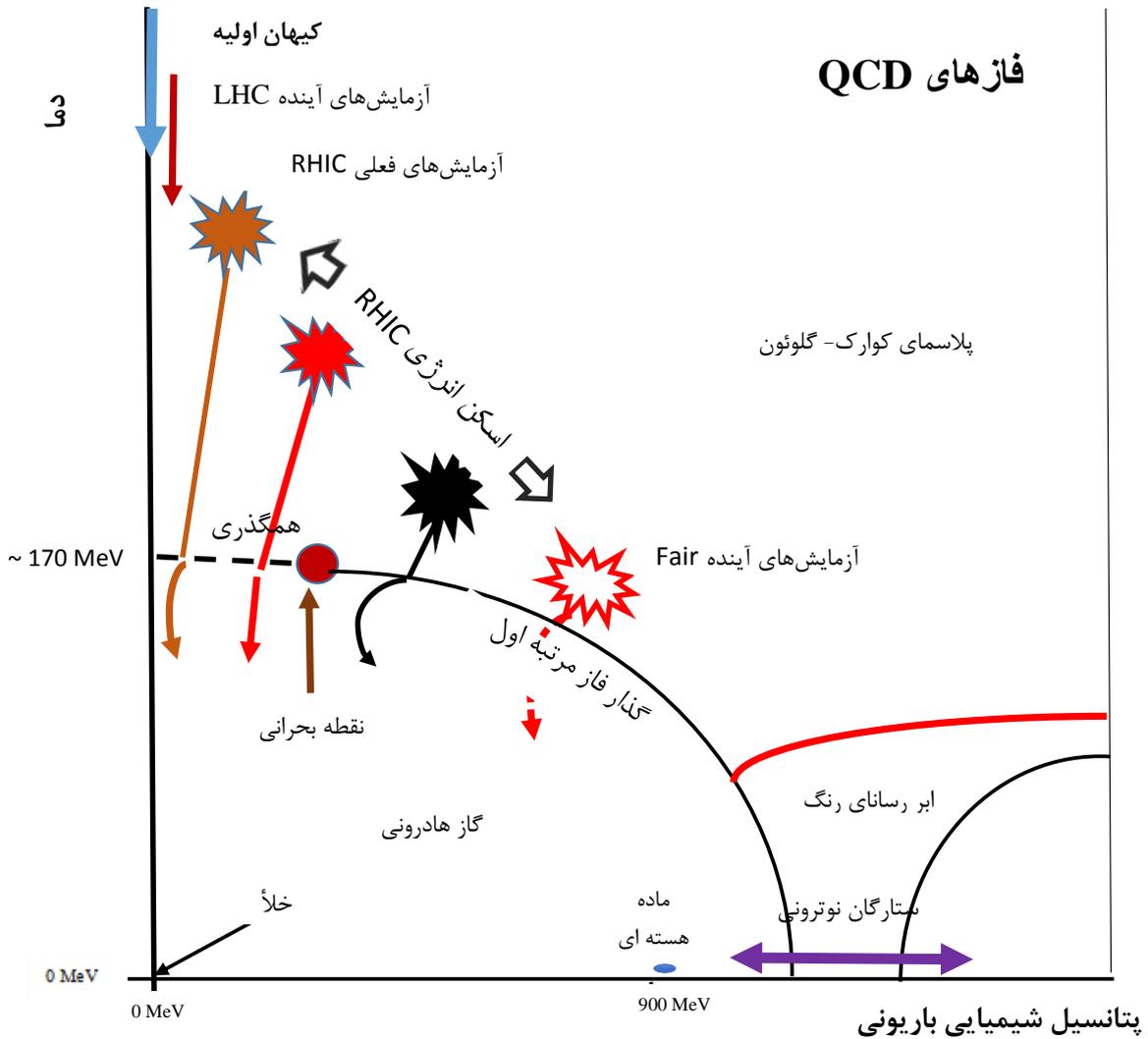
گذار فاز QCD معمولاً در زمان $t \approx 10^{-5} s$ و دمای $T \approx 150 MeV$ اتفاق می‌افتد. این گذار از تحول دمایی ثابت جفت‌شدگی قوی g_s ناشی شده است. در دمایی بالاتر از دمای گذار، ثابت جفت‌شدگی به قدری کوچک است که رفتار سیستم اختلالی است و سیستم در فازی از پلاسما کوآرک-گلوئون قرار دارد. با خنک شدن کیهان، ثابت جفت‌شدگی قوی رشد می‌کند و کوآرک‌ها و گلوئون‌ها در هادرون‌های بدون رنگ قرار می‌گیرند. تمام چند رنگی‌ها در باریون‌های تک رنگ محصور می‌شوند و از آنجا که نظریه اختلالی در طی گذار فاز QCD ارزش خود را از دست می‌دهد، می‌توان با استفاده از شبیه‌سازی‌های شبکه^{۱۴} به بهترین وجه آنها را تحلیل کرد. نمودار فاز QCD بر حسب دما و پتانسیل شیمیایی باریونی در شکل ۲-۴ نشان داده شده است. برای درک بهتر آن می‌توان از مدل کیسه^{۱۵} بهره جست.

محاسبات عددی نشان می‌دهد که گذار فاز مرتبه اول QCD در دمای متناهی برای جرم‌های کوآرکی بسیار کوچک و بزرگ رخ می‌دهد [۴۷]. با این حال، همان‌گونه که شبکه روی QCD نشان می‌دهد، برای متوسط جرم متناهی کوآرک‌ها با پتانسیل شیمیایی صفر به ویژه برای سه کوآرک سبک و پتانسیل شیمیایی کوچک گذار فاز مرتبه اول رخ نمی‌دهد [۵]. هرچند کشف نظریه‌های پیمان‌های مرتبط با فاز محصور، بدون تقارن مرکزی استدلال نظریه شبکه‌ای QCD را با تردید مواجه می‌کند، اما QCD برای جرم‌های کوآرکی بسیار کوچک و بزرگ به

¹⁴Lattice Simulations

¹⁵Bag Model

ترتیب تقارن‌های تقریبی کایرال و $Z(3)$ مرکزی را دارد. باقیمانده این تقارن‌ها بصورت خود به خودی شکسته می‌شوند و پارامترهای نظم مربوطه در همه دماها غیرصفر می‌شود.



شکل ۲-۴: نمودار فاز QCD به عنوان تابعی از دما و پتانسیل شیمیایی باریونی. اگر مقدار پتانسیل شیمیایی زیاد نباشد، انتظار می‌رود QCD گذار همگذر داشته باشد.

هرچند بر اساس پیش بینی کیهان‌شناسی، QCD تحت گذار همگذر قرار داشته است، اما پیشنهادهایی برای تسریع یک گذار فاز مرتبه اول قوی وجود دارد. یک رویکرد این است که گذار فاز الکتروضعیف به تعویق بیفتد تا پس از گذار فاز QCD، تعداد کوارک‌های سبک برای گذار مرتبه اول قوی، مناسب باشد. کوارک‌هایی که طی چنین گذاری شکل می‌گیرند، نامزد ماده تاریک هستند. رویکرد دیگر استفاده از این واقعیت است که عدم تقارن

لپتونی نسبتاً نامحدود است. اگر میزان عدم تقارن لپتونی کافی باشد، ممکن است گذار فاز QCD را تسریع کند.

۲-۵-۱ تورم جزئی در گذار فاز کیهانی QCD

در نمودار فاز QCD تورم جزئی^{۱۶} جایی آغاز می‌شود که نسبت باریون به فوتون، مقدار اولیه بیشتری دارد. این مقدار برای ذرات بدون جرم با نسبت پتانسیل باریوشیمیایی به دما متناسب است به طوری که $\mu/T \sim 1$. چنین مقدار بزرگی را می‌توان از برخی فرآیندهای عدم توازن اولیه تولید کرد. این فرآیندها عدد باریونی خالص را از فرآیندهای دیگری به ارث می‌برند. سپس شرایط در کیهان اولیه همانند خط گذار فاز مرتبه اول در پتانسیل‌های باریوشیمیایی بزرگ QCD است که جهان در حالت خلاء کاذب به دام می‌افتد. چگالی انرژی خلاء ثابت و غیر صفر، به انبساط تورمی منجر می‌شود که با ابرسرمايش نمایی و رقیق شدن ماده همراه است. در طول این تکامل، جهان در حالت تعادل قرار ندارد، در حالی که دما و پتانسیل باریوشیمیایی بصورت نمایی با $\mu/T = const$ افت می‌کنند. در دماهای پایین سد حالت خلاء واقعی آنقدر کم می‌شود که جهان به حالت خلاء واقعی می‌چرخد. گرمای نهان آزاد شده صرف تولید ذرات شده و در نهایت سبب بازگرمایش جهان تا دمای $T \sim T_c$ می‌شود. در طول بازگرمایش عدد باریونی پایسته است به طوری که چگالی باریون خالص هنوز هم در مقایسه با حالت اولیه قبل تورم کاهش می‌یابد، به طوری که مقدار مشاهده شده امروزی $\mu/T \sim 10^{-9}$ است. پس از آن، تحول کیهان شناسی استاندارد فرایند هسته‌زایی مهبانگ را ادامه می‌دهد.

تحلیل تابش پس‌زمینه ریزموج و هسته‌زایی مهبانگ، پایستگی نسبت باریون به فوتون $n_B/s \sim n_B/n_\gamma \sim$ پایستگی نسبت باریون به فوتون $\mu/T \sim 10^{-9}$ را همانند پایستگی آنتروپی در طی تکامل کیهان شناسی استاندارد نشان می‌دهد. از این رو، کیهان اولیه در طول $\mu/T \sim 10^{-9}$ در نمودار فاز QCD شکل می‌گیرد. طبق داده‌های شبکه در حین صفرشدن پتانسیل باریوشیمیایی یک گذار همگذر رخ می‌دهد.

تحول چگالی انرژی در دوره تورم جزئی را می‌توان بصورت کاملاً کلی مورد بحث قرار داد. چگالی انرژی ماده تاریک غیر نسبیتی همیشه به شکل a^{-3} سقوط می‌کند. هنگامی که جهان در حالت خلاء کاذب QCD با دمای بالا قرار گرفت، چگالی انرژی کل توسط خلاء QCD تعیین می‌شود. این لحظه شروع تورم است. چگالی انرژی تابش در ابتدا به شکل a^{-4} کاهش یافته و تا پایان تورم به همین شکل باقی می‌ماند. سپس انرژی از گذار فاز

¹⁶A little inflation

حالت خلاء کاذب به حالت خلاء واقعی که مربوط به مقیاس انرژی خلاء QCD است، می‌رسد. این انرژی به گرما و تولید ذرات نسبیتی منتقل می‌شود و بدین ترتیب چگالی انرژی تابش را به طور متناوب افزایش می‌دهد. در پایان تورم به دلیل تولید آنتروپی، نسبت چگالی باریونی و چگالی ماده تاریک به آنتروپی، رقیق می‌شود. با ساختار حداکثر طول تورم که در حدود مقدار اولیه نسبت باریون به آنتروپی است، به نسبت مقدار اولیه و نهایی پارامتر مقیاس که در حدود 10^3 است، ترجمه می‌شود.

برای اعداد اولیه باریون خالص بزرگ به طوری که $\mu/T \sim O(\infty)$ ممکن است یک خط گذار فاز مرتبه اول در نمودار فاز QCD وجود داشته باشد که توسط مدل‌های مؤثر QCD پیشنهاد شده است. کیهان در حالت خلاء کاذب شبه پایدار به دام می‌افتد و تورم جزئی با حدود هفت $17e - fold$ ایجاد می‌کند. این دوره تورمی جزئی بطور بالقوه سیگنال‌هایی تولید می‌کند که قابل رصد هستند [۴۸].

$17e - fold$: بازه زمانی است که در آن یک مقدار به طور تصاعدی با ضریب e افزایش می‌یابد. مقیاس پایه- e زمان دو برابر شدن

است.

فصل ۳: دوگانی کرائش - پیمانہ

دوگانی گرانش- پیمانه یکی از مهمترین تحولات فیزیک نظری در دو دهه گذشته است. بر اساس نظریه ریسمان، دوگانی گرانش- پیمانه، بین نظریه گرانش و نظریه میدان کوانتومی بدون گرانش رابطه برقراری کند که در سطح بنیادین فیزیک نظری، بینش جدیدی در مورد ماهیت گرانش کوانتومی ایجاد کرده است. دوگانی گرانش- پیمانه بین نظریه‌های میدان کوانتومی و نظریه‌های گرانش کلاسیک جفت شدگی قوی برقرار ساخته است و پیوندهای غیر منتظره‌ای را بین بخش‌هایی از فیزیک که قبلاً غیرمرتبط بودند، فراهم می‌سازد.

بهترین نمونه درک شده از دوگانی گرانش- پیمانه شامل نظریه‌های گرانش با ثابت کیهان‌شناسی منفی است، که از نظریه توصیف جهان ما با ثابت کیهان‌شناسی بسیار کوچک اما مثبت، متفاوت است.

نظریه‌های میدان کوانتومی با جفت‌شدگی ضعیف روش انتخابی نظریه‌های اختلالی است که نتایج بسیار دقیقی را ارائه می‌دهد. نظریه پیمانه‌ای شبکه مثالی برای نظریه‌های پیمانه‌ای با جفت‌شدگی قوی است، که در آن فضا-زمان گسسته شده و از روش‌های عددی پیشرفته استفاده می‌شود. نظریه پیمانه‌ای شبکه در محاسبه مشاهده‌پذیرهایی مانند جرم‌های حالت مرزی بسیار موفق است. اما به دلیل مشکل علامت، خواص ترابرد را به ویژه در دما و چگالی محدود، بسیار پیچیده توصیف می‌کند. بنابراین بهتر است یک روش جایگزین در دسترس باشد که امکان مقایسه را فراهم کند. دوگانی گرانش- پیمانه چنین رویکردی را ارائه می‌دهد.

البته این واقعیت را نمی‌توان نادیده گرفت که دوگانی گرانش- پیمانه یک حدس است و هنوز اثبات نشده است. اثبات این مسئله دشواری خاصی دارد. زیرا به درک نظریه ریسمان غیراختلالی در پس‌زمینه فضای خمیده نیازمند هستیم که تاکنون در دسترس نبوده است.

نظریه‌های میدان کوانتومی با جفت‌شدگی قوی در همه زمینه‌های فیزیک، از جمله فیزیک ماده چگال، ظاهر می‌شوند. توصیف نظریه‌هایی با جفت‌شدگی ضعیف با رویکرد شبه‌ذرات، موفق بوده است. شبه‌ذرات در تناظر یک به یک با حالت‌های نظریه آزاد غیر برهمکنشی مربوطه القا می‌شوند. با این حال، در سیستم‌هایی با جفت‌شدگی قوی چنین نگاهی وجود ندارد. به طور کلی برانگیختگی در این سیستم‌ها، حالت‌های مجموع درجات آزادی فردی هستند که دوگانی گرانش- پیمانه با نگاشت آنها به حالت‌های شبه‌عادی نظریه گرانش، روشی زیبا برای توصیف این حالت‌ها فراهم می‌کند. این حالت‌ها بسامدهای مختلطی از نوسانات مربوط به پس‌زمینه گرانش هستند. به طوری که قسمت حقیقی آنها با جرم نوسانات و قسمت مختلط آنها با عرض واپاشی مرتبط است [۴۹].

۲-۳ فضاهای AdS

فضاهای پاددسیته (AdS) نقش مهمی در تناظر AdS/CFT بازی می‌کنند که برای آن دو دلیل ذکر شده است: دلیل اول ایزومتري‌های فضای AdS است که در ابعاد $d + 1$ گروه $SO(d, 2)$ را شکل می‌دهند به طوری که گروه $SO(d, 2)$ بر گروه همديس CFT که d بعدی است، منطبق است. به علاوه فضای AdS دارای انحناي منفی ثابت است و مرز آن جایی که CFT تعريف شده است، قرارداد.

محاط شدن فضای AdS که $(d + 1)$ بعدی است در فضا-زمان مینکوفسکی تخت $(d + 2)$ بعدی توسط سطح L^2 انجام می‌شود:

$$X_1^2 + X_2^2 + \dots + X_d^2 - X_0^2 - X_{d+1}^2 = -L^2, \quad (1-3)$$

X_0, X_1, \dots, X_{d+1} مختصات مینکوفسکی $(d + 2)$ بعدی است و L شعاع AdS است. در علامت لورنتس تقارن ایزومتري‌های AdS_{d+1} که $SO(d, 2)$ است، با تقارن CFT_d یعنی نظريه میدان همديس در d بعد همزمانی دارد. در علامت اقلیدسی، به علامت جلوی X_0^2 یک واحد اضافه می‌شود و تقارن، $SO(d + 1, 1)$ است. مرز AdS_{d+1} در حد تمام مختصات X_M قرار گرفته است و بطور مجانبی بزرگ می‌شوند. برای X_M بزرگ، هندلولوی داده شده در رابطه (۱-۳) به مخروط نوری در $\mathbb{R}^{d,2}$ نزدیک می‌شود.

$$-X_0^2 + \sum_{i=1}^d X_i^2 - X_{d+1}^2 = 0. \quad (2-3)$$

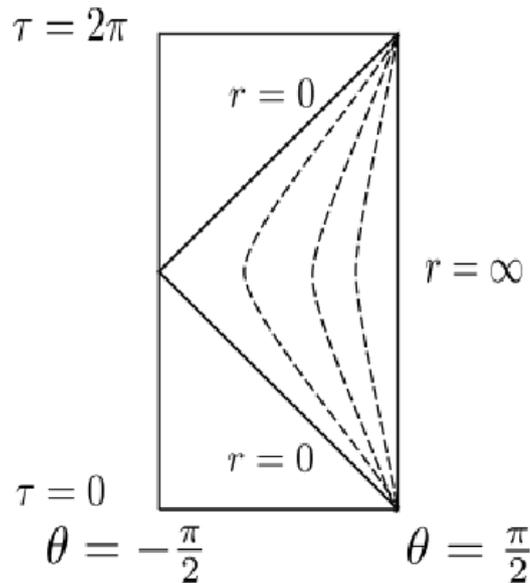
این مرز با مجموعه تمام خطوط روی مخروط نوری داده شده در رابطه (۲-۳) مطابقت دارد. مبدأ مخروط نوری در $\mathbb{R}^{d,2}$ یعنی $\mathbb{R}^{d,2} \in \mathbb{R}^{d,2}$ قرار گرفته است. چنین فضایی با فشرده سازی همديس فضای مینکوفسکی مطابقت دارد. در نظر گرفتن متریک در مختصات موضعی روی AdS_{d+1} مفید است. برای این منظور از پارامتری کردن $\vec{x} = (x^1, \dots, x^{d-1})$ استفاده می‌کنیم:

$$\begin{aligned} X_0 &= \frac{L^2}{2r} \left(1 + \frac{r^2}{L^2} (\vec{x}^2 - t^2 + L^2) \right), \\ X_i &= \frac{rx_i}{L}, \quad i \in 1, \dots, d-1, \\ X_d &= \frac{L^2}{2r} \left(1 + \frac{r^2}{L^2} (\vec{x}^2 - t^2 - L^2) \right), \\ X_{d+1} &= \frac{rt}{L}. \end{aligned} \quad (3-3)$$

رابطه (۳-۳) فقط نیمی از فضا-زمان AdS یعنی $r > 0$ را پوشش می‌دهد. به متریک این بخش از فضا-زمان، متریک پوانکاره^۱ گفته می‌شود که عبارت است از:

$$ds^2 = \frac{L^2}{r^2} dr^2 + \frac{r^2}{L^2} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (4-3)$$

که مرز آن در $r \rightarrow \infty$ قرار دارد. شکل ۱-۳ محاط تکه پوانکاره در AdS جهانی را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۳: در AdS_2 ، مختصات پوانکاره، ناحیه مثلثی نشان داده شده را پوشش می‌دهد. خط‌چین‌ها با مقادیر ثابت r مطابقت دارند. برای AdS_2 ، مرز در $r = \infty$ قرار دارد. مختصه θ از $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ متغیر است زیرا کره S^1 از دو نقطه تشکیل شده است.

انتخاب مختصات بعدی با معرفی مختصه $z \equiv L^2/R$ بدست می‌آید. از اینرو برای متریک پوانکاره خواهیم

داشت:

$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2} (dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu). \quad (5-3)$$

در این حالت مرز در $z \rightarrow 0$ قرار داده می‌شود. با وجود تکینگی مختصات در مرز، به دلیل محدود ماندن انحنای فضا منظم باقی می‌ماند. برای فضای پاددسیته ثابت کیهان‌شناسی و اسکالر ریچی منفی است:

$$R = -\frac{d(d+1)}{L^2}, \quad \Lambda = -\frac{d(d-1)}{2L^2}. \quad (6-3)$$

¹ Poincaré metric

۳-۳ اصل تمام نگاری

دوگانی تمام نگاری یک نظریه میدان کوانتومی (QFT) d -بعدی را با یک نظریه گرانشی بعدی $D = (d + 1)$ در یک فضا زمان به طور مجانبی پاددسیته (AdS) مرتبط می کند. رفتار AdS مطابق با یک نقطه ثابت در UV نظریه QFT است. اگر سرتاسر فضا، AdS باشد، آنگاه دوگان، یک نظریه میدان همدیس (CFT) است، به طوریکه زمان های AdS بطور مجانبی با اختلالات نقطه ثابت مطابقت دارد. این اختلالات توسط برخی عملگرهای مربوطه اعمال می شود. نمونه های کاملاً درک شده این دوگانی از نظریه ریسمان نشأت می گیرد. و ویژگی مهم تناظر AdS/CFT مبتنی بودن آن بر اصل تمام نگاری است [۵۰].

در ملاحظات نیمه کلاسیک برای گرانش کوانتومی، طبق بیان اصل تمام نگاری، اطلاعات ذخیره شده در حجم فضایی V_d که در ناحیه مرزی A_{d-1} رمزگذاری شده است، برحسب واحدهای سطح پلانک l_p^{d-1} اندازه گیری می شود. زیرا حد بکنشتاین^۲ در مورد سیستم هایی اعمال می شود که حداکثر یک درجه آزادی در هر سطح پلانک داشته باشند. حالت های حد بکنشتاین که حداکثر مقدار آنتروپی ذخیره شده در یک حجم است، توسط $S = A_{d-1} / (4G_{d+1})$ داده شده است و سطح A_{d-1} برحسب واحدهای پلانک و G_{d+1} ثابت نیوتن نظریه حجمی $(d + 1)$ بعدی است که زمان را هم شامل می شود. بنابراین نتیجه مشهوری را خواهیم داشت که آنتروپی یک سیاه چاله با سطح افق شوارتزینلد آن متناسب است. نام «اصل تمام نگاری» ادعا می کند که این اصل مشابه تمام نگار است که در آن اطلاعات موجود در یک حجم روی یک سطح ذخیره می شود [۴۹].

۱-۳-۳ دوگانی AdS/CFT و اصل تمام نگاری

اکنون با توجه به مقدمات، در مورد AdS/CFT بحث می کنیم. در اصلی ترین و برجسته ترین نمونه، نظریه های ابریانگ-میلز^۳ (SYM)، $\mathcal{N} = 4$ به نظریه ابرریسمان IIB در $AdS_5 \times S^5$ مرتبط می شود. شکل دقیق تناظر به شرح زیر است:

نظریه ابریانگ-میلز (SYM)، $\mathcal{N} = 4$ با گروه پیمانه $SU(N)$ و ثابت جفت شدگی g_{YM} ، دوگان نوع IIB

^۲Bekenstein

^۳Yang-Mills

نظریه ریسمان با طول ریسمان l_s و ثابت جفت‌شدگی g_s روی $AdS_5 \times S^5$ با شعاع انحنای L است. متغیرهای آزاد این نظریه با رابطه (۷-۳) به هم مرتبط می‌شوند:

$$g_{YM}^2 = 2\pi g_s, \quad (L/l_s)^4 = 2Ng_{YM}^2. \quad (7-3)$$

طبق بیان تناظر، دو نظریه، یکسان و از نظر فیزیکی دقیقاً بر هم منطبق هستند. بر این اساس تمامی فیزیک یک سمت دوگانی دقیقاً به فیزیک سمت دیگر نگاشته می‌شود. از یک سو نظریه گرانش کوانتومی را داریم و از طرف دیگر بدون هیچ اشاره‌ای به گرانش، با نظریه پیمانه‌ای در فضای تخت روبرو هستیم. حالت‌هایی که این دو نظریه بیان می‌کنند تحت فیزیک یکسانی قرار دارند.

از آنجا که برای هر دو حالت، $SO(2, 4)$ را داریم، گروه آیزومتري فضای AdS دقیقاً همان گروه همدیس نظریه SYM است. چنین تناظری در مورد توابع پارش هم بیان می‌شود.

تجسم هندسی AdS/CFT با تکه پوانکاره تصویر می‌شود. در فضای مینکوفسکی CFT روی مرز همدیس نظریه حجمی است. در طول مختصه شعاعی روی فضای مینکوفسکی هستیم زیرا در تکه پوانکاره قرارداریم. با این حال، متریک ما با عامل r دوباره مقیاس‌بندی می‌شود. تکه شعاعی با نظریه مرز در طول امواج یا انرژی‌های مختلف مطابقت دارد و بنابراین مختصه شعاعی یعنی درک هندسی جریان گروه بازبهنجارش CFT که معنی، مفهوم بسیار ویژه‌ای است.

نظریه ریسمان بهترین روش اختلالی است که تا کنون درک شده است و با در نظر گرفتن $1 \ll g_s$ و ثابت نگه‌داشتن L/l_s برای تحلیل این تناظر در حد جفت‌شدگی ضعیف می‌توان از این نظریه کمک گرفت. به این ترتیب نظریه ریسمان به نظریه ریسمان کلاسیک کاهش می‌یابد. یعنی در نظریه اختلالی ریسمان تنها نمودارهای سطح درختی را داریم. درحالی که بسط اختلال کامل، نمودارهای نوع بالاتر را شامل می‌شود. در توصیف دوگان، زمانی حالت تعادل داریم که $g_{YM} \ll 1$ بطوری که $g_{YM}^2 N$ ثابت نگه داشته شود و به عنوان حد توفت که حد سطحی نظریه پیمانه‌ای است، شناخته می‌شود. به عبارتی زمانی که بتوان نمودارهای فاینمن را روی یک سطح پیوسته ساخت، تعادل داریم.

در نظریاتی با جفت‌شدگی قوی می‌توان متغیر توفت را طوری تنظیم کرد که $g_{YM}^2 N \rightarrow \infty$ و طبق دوگانی بالا با $0 \rightarrow L/l_s$ متناظر است. نظریه میدان با جفت‌شدگی قوی در حد N بزرگ دوگان نظریه ابرگرانش کلاسیک با جفت‌شدگی ضعیف است. در این رساله این شکل از تناظر برای ما اهمیت دارد.

در ادامه، ما به نظریه‌هایی علاقه‌مند هستیم که تنها در نقاط ثابتی CFT هستند (نقاط ثابت UV)، نه

تمامی نقاط جریان RG . این نظریه‌ها با هندسه‌ای در نظریه گرانش حجمی که بطور متناوب AdS است، تناظر دارد. بنابراین ما مسئله QFT جفت‌شده قوی را به حالت بسیار ساده‌تری کاهش می‌دهیم. در این حالت مسئله ابرگرانش با جفت‌شدگی ضعیف در هندسه‌ای که بطور متناوب AdS است، حل خواهد شد.

تناظر اصلی AdS/CFT مالداسنا دو نظریه خاص را به هم مرتبط می‌سازد: نظریه ابریانگ میلز $N = 4$ در چهار بعد با گروه پیمان‌های $SU(N)$ و نظریه ابرریسمان نوع IIB که روی $S^5 \times AdS_5$ تعریف شده است. اثبات کلی AdS/CFT ، خود مسئله برجسته‌ای است اما پس از آن نمونه‌های زیادی در تمام نگاری بدست آمده است. برای مثال نظریه $ABJM$ ^۴ دوگان تمام‌نگاری $S^7 \times AdS_4$ در نظریه M است در حالی که می‌توان نظریه‌های میدان همدیسی را ساخت که دوگان $X \times AdS_5$ هستند. X خمینه منتخب مناسبی است که محدود به S^5 نیست.

۲-۳-۳ واژه‌نامه تمام‌نگاری

نظریه‌های میدان کوانتومی (QFT) و توصیف گرانشی دوگان آنها با یکدیگر ارتباط دارند. نگاشت دقیقی بین دو نظریه برقرار است که «واژه‌نامه تمام‌نگاری» نامیده می‌شود.

مهمترین مقدار در هر نظریه میدان کوانتومی تابع پارش است. هر آنچه که در مورد یک سیستم بخواهید بدانید را تابع پارش به شما می‌گوید. بدست آوردن تابع پارش به معنای حل کامل نظریه است. برای نظریه‌هایی با توصیف لاگرانژی، تابع پارش یک QFT بصورت (۳-۸) ارائه می‌شود:

$$Z_{QFT}[\phi_0] = \int \mathcal{D}A \exp\left(i(S_{QFT} + \int \phi_0 \mathcal{O}(A))\right), \quad (۳-۸)$$

این تابع، انتگرال مسیر روی میدان‌های A هست. $\mathcal{O}(A)$ عملگر نظریه است که همچون تابع A با میدان متناظر ϕ_0 بیان می‌شود و مانند منبع الکتریکی یا افت گرمایی، دارای معنی فیزیکی است. ایده تمام‌نگاری به نوبه خود منبعی در نظریه مرزی است که به یک میدان دینامیکی در نظریه گرانش حجمی تبدیل می‌شود به طوری که معادلات حرکت خود را ایجاد کرده و با سایر میدان‌ها در نظریه گرانشی جفت می‌شود.

حال به بیان تعریف دقیقی از دوگانگی تمام‌نگاری می‌پردازیم. ابتدا یک میدان را در حجمی که دوگان مشاهده‌پذیر خاصی است، تعریف می‌کنیم و شرایط مرزی مناسبی در مرز همدیس اعمال می‌شود. اگر تابع

⁴The theory of Aharony, Bergman, Jafferis, and Maldacena

پارش QFT با تابع پارش حجمی در تعادل باشد، این دو نظریه دوگان هم هستند. در این بخش شرایط مرزی را بیان خواهیم کرد. همچنان که $r \rightarrow \infty$ می توان بطور تقریبی در نظر گرفت: $\phi(r, \vec{x}) \rightarrow \phi_0(\vec{x})$. این ایده از نظر ریاضی با رابطه زیر بیان می شود:

$$Z_{QFT}[\phi_0] = Z_{string}[\phi(r, \vec{x})|_{r \rightarrow \infty} = \phi_0(\vec{x})]. \quad (9-3)$$

در این مرحله شرایط جفت شدگی قوی CFT را اعمال می کنیم که روش اختلالی نظریه میدان است. با استدلال بخش قبل یک ابرگرانش کلاسیکی جفت شده ضعیف داریم و برای تابع پارش آن با توجه به نقطه زینی غالب داریم:

$$Z_{QFT}[\phi_0] \approx e^{iS_{bulk}}|_{\phi \rightarrow \phi_0}, \quad (10-3)$$

در سمت راست، کنش حجمی روی پوسته را داریم و $\phi \rightarrow \phi_0$ روی مرز اعمال می شود.

۳-۳-۳ بازبهنجاری تمام نگاری

در محاسبات نظریه میدان اغلب به تعیین تابع پارش نظریه ای خاص علاقه مند هستیم. با محاسبه تابع پارش می توان تمامی توابع همبستگی ممکن را محاسبه کرد و به این ترتیب، نظریه حل شده است. در هر نظریه میدان کوانتومی یک مسئله وجود دارد. کنش واگرا خواهد بود و با افزودن جملات مناسب نظریه را بازبهنجار می کنیم تا کنش متناهی شود.

بعلاوه به دلیل وجود مرز در نظریه گرانشی افزودن جمله استاندارد گیبونز-هاوکینگ^۵، مسئله متفاوتی را تعریف می کند. برای مشخص شدن جملات لازم، ابتدا بسط مجانبی کنش را تعیین می کنیم و کمترین تعداد جمله را به کنش می افزاییم تا از متناهی شدن آن مطمئن شویم. از سوی دیگر برای تعیین جملات افزایشی مناسب می توان از فرمولبندی هامیلتون-ژاکوبی^۶ استفاده کرد.

پس از تنظیم کنش، تابع پارش از رابطه $Z = e^{-I_{OS}}$ محاسبه می شود. بخش اقلیدسی تنظیم شده کنش است که روی پوسته ارزیابی می شود. با استفاده از تابع پارش مقادیر ترمودینامیکی مهمی بدست می آید.

⁵Gibbons- Hawking

⁶Hamilton- Jacobi

برای مثال برای انرژی آزاد داریم: $F = -T \log(Z)$. سایر مقادیر ترمودینامیکی مانند آنتروپی هم از روش‌های استاندارد قابل محاسبه هستند.

علاوه بر مقادیر ترمودینامیکی، بازبهنجارش تمام‌نگاری به تعیین توابع همبستگی کمک می‌کند. برای مثال با توجه به متریک روی مرز می‌توان با استفاده از مشتق تابعی تابع پارش، تانسور انرژی-تکانه را محاسبه کرد.

۴-۳ روش گرانش - پیمانۀ برای پلاسمای کوارک-گلوئون

همانطور که می‌دانیم محاسبات علامت مینکوفسکی انتشارگرهای علی و ضرایب ترابرد به طور طبیعی در دوگانی گرانش-پیمانۀ انجام می‌شود. علاوه بر این، دما و چگالی محدود با در نظر گرفتن یک سیاهچاله و یک نمایه شعاعی برای میدان پیمانۀ موجود در نظریه ابرگرانش، به آسانی معرفی می‌شوند. بنابراین برای مطالعه ساختار فاز نظریه‌های پیمانۀ با جفت‌شدگی قوی، استفاده از دوگانی گرانش-پیمانۀ در دما و چگالی محدود، امری طبیعی است. در حالی که دمای محدود، تمام ابرتقارن‌ها را می‌شکند، شرایط مرزی لازم، فرمیون‌های الحاقی را از بین می‌برد و اسکالره‌های الحاقی را با اهمیت می‌سازد. در این حالت نیز در محدوده انرژی در نظر گرفته شده، QCD و دوگانی گرانش-پیمانۀ دارای ویژگی‌های مشترک بسیاری هستند.

۱-۴-۳ چگالی انرژی

انطباق بسیار جالب نتیجه دوگانی گرانش-پیمانۀ با نتیجه نظریه پیمانۀ شبکه مربوط به چگالی انرژی پلاسمای کوارک-گلوئون است. انرژی آزاد در جفت‌شدگی قوی با استفاده از دوگانی گرانش-پیمانۀ برای نظریه $\mathcal{N} = 4$ در دمای محدود عبارت است از:

$$F_{sc} = -\frac{\pi^2}{8} N^2 T^4 V_{R^3} \quad (11-3)$$

در رابطه (۱۲-۳) مقایسه (۱۱-۳) با انرژی آزاد در اختلال جفت‌شدگی ضعیف برای نظریه $\mathcal{N} = 4$ در دمای محدود، انجام شده است:

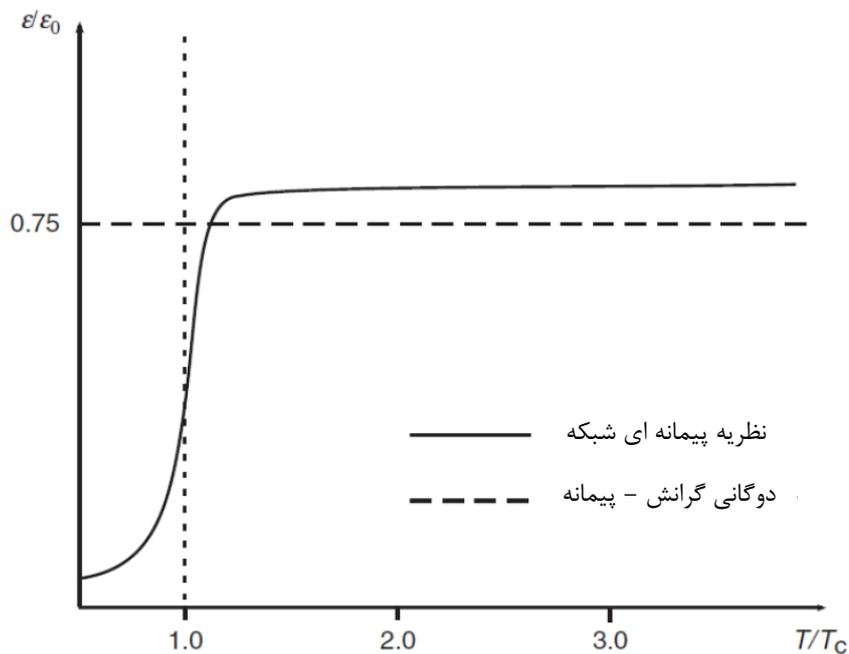
$$F_{wc} = -\frac{\pi^2}{6} N^2 T^4 V_{R^3} = \frac{4}{3} F_{sc} \quad (12-3)$$

با داشتن رابطه انرژی آزاد می‌توان انتروپی را محاسبه کرد: $S = -\partial F/\partial T$. این رابطه با انتروپی هاوکینگ-بکنشتاین مطابقت دارد. از رابطه انرژی $E = F - TS$ نیز چگالی انرژی را می‌توان بدست آورد:

$$\varepsilon = \frac{E}{V_{R^3}} N^2 T^4 V_{R^3} = \frac{4}{3} N^2 T^4 \implies \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{3}{4} \quad (13-3)$$

ε چگالی انرژی در جفت‌شدگی قوی و ε_0 چگالی انرژی در جفت‌شدگی رو به صفر است. نسبت $\varepsilon/\varepsilon_0$ برای QCD در نظریه پیمان‌های شبکه محاسبه شده است. برای مثال تعداد رنگ‌ها $N = 3$ و تعداد طعم‌ها $N_f = 2$ یا $N_f = 3$ در نظر گرفته شده است که برای N بزرگ نیز قابل تعمیم است.

در نظریه پیمان‌های شبکه ممکن است ε بصورت تابعی از دما محاسبه شود. وقتی دما از صفر شروع به افزایش می‌کند، مقدار ε سریعاً به حدود مقدار آن در گذار نامحسوس صعود کرده و به مقدار تقریباً ثابتی در $\varepsilon/\varepsilon_0 \simeq 0.8$ تا 0.85 می‌رسد. شکل ۲-۳ این رفتار را همراه با مقدار ثابت 0.75 از دوگانی گرانش-پیمان‌ها نشان می‌دهد.



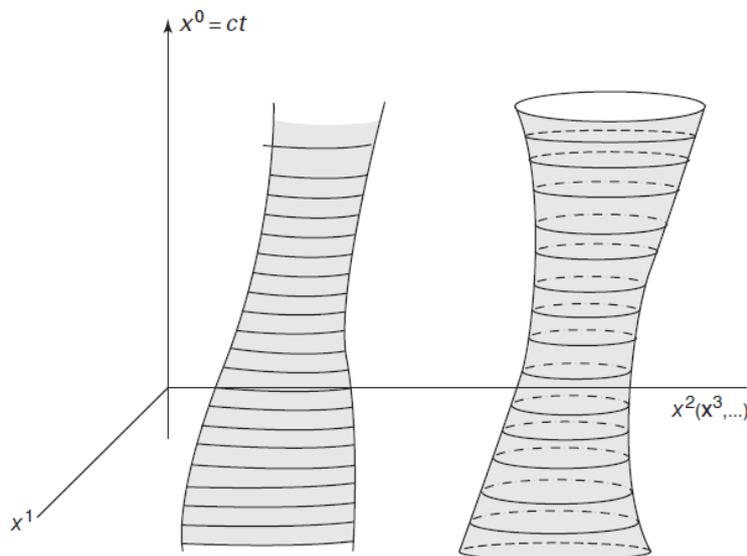
شکل ۲-۳: طرحواره بستگی $\varepsilon/\varepsilon_0$ به دما در نظریه پیمان‌های شبکه و دوگانی گرانش-پیمان‌ها

از آنجا که نتیجه دوگانی گرانش-پیمان‌ها برای $\mathcal{N} = 4$ نظریه ابریانگ-میلز در دمای محدود T و نتیجه نظریه پیمان‌های شبکه برای QCD ، بطور چشمگیری به یکدیگر نزدیک است، انتظار می‌رود دوگانی گرانش-پیمان‌ها

موقعیت مناسبی را برای فاز نامحصور QCD فراهم کند [۵۱].

۳-۴-۲ کنش نامبو-گوتو

در نظریه ریسمان نسبیتی کلاسیک، تمرکز بر روی سطحی است که توسط ریسمان در فضا-زمان ترسیم شده است. برای یک ریسمان نسبیتی کنش باید تابعی از مسیر ریسمان باشد. همانطور که یک ذره، خطی را در فضا-زمان رسم می‌کند، ریسمان هم یک سطح را رسم می‌کند. خطی که ذره در فضا-زمان دنبال می‌کند جهان خط نامیده می‌شود. سطح دو بعدی که توسط یک ریسمان در فضا زمان رسم می‌شود را جهان سطح می‌نامند. برای مثال، ریسمان بسته، یک لوله را ترسیم می‌کند. در حالی که ریسمان باز یک نوار را مشخص می‌کند. این جهان سطح‌های دو بعدی در نمودار فضا-زمان شکل ۳-۳ نشان داده شده است. خطوط ثابت x در این سطوح، ریسمان‌ها یا همان اجسامی هستند که یک ناظر در زمان ثابت x می‌بیند. منحنی‌های باز (چپ) سطح توصیف کننده تکامل ریسمان باز و منحنی‌های بسته (راست) توصیف کننده سطح تکامل ریسمان بسته را نشان می‌دهند.



شکل ۳-۳: جهان سطح های رسم شده توسط ریسمان باز (چپ) و ریسمان بسته (راست)

ناحیه مناسبی از این سطح به عنوان کنش نامبو-گوتو معرفی می‌شود. دوگان گرانشی حلقه ویلسون^۷ را می‌توان با پارامتر بندی جهان سطح در فضا-زمان پنج بعدی، با مختصات X^m بصورت $X^m(\sigma, \tau)$ از کنش

⁷Wilson loop

نامبو-گوتو^۸ S_{NG} بدست آورد.

$$S_{NG} = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\sigma d\tau \sqrt{-\det P[g]_{\alpha\beta}}, \quad P[g]_{\alpha\beta} = g_{mn} \partial_\alpha X^m \partial_\beta X^n. \quad (14-3)$$

در این رابطه g_{mn} متریک شاخه سیاه^۹ AdS شوارتزشیلد است^{۱۰} که دارای افقی در $r = r_h$ و دمای هاوکینگ $T = r_h / (\pi L)^2$ است.

برای تنظیم S_{NG} ، جمله $S_{NG,ct}$ به عنوان تنظیم کننده معرفی می‌شود. زیرا متناسب با هندسه، واگرایی حاصل از کنش نامبو-گوتو را حذف می‌کند. برای حالتی که طول دو خط نورگونه $\sqrt{2}l$ بسیار بزرگتر از x فاصله جدایی آنها است، کنش (۱۴-۳) با استفاده از نتیجه استاندارد AdS/CFT یعنی $2\lambda = L^4 / \alpha'^2$ به شکل (۱۵-۳) نوشته می‌شود:

$$S_{NG} = i \frac{r_h^2 \sqrt{2\lambda} l}{\pi L^4} \int d\sigma \sqrt{1 + \frac{r'^2 L^4}{r^4 - r_h^4}}, \quad r' \equiv \partial_\sigma r \quad (15-3)$$

تابع $r(\sigma)$ بیان کننده جهان سطح است که در $\sigma = \pm x/2$ به مرز $r(\pm x/2) = \infty$ می‌رسد. به علاوه، جهان سطح تحت $\sigma \rightarrow -\sigma$ متقارن است.

۳-۵ پیش بینی تمام نگاری برای پلاسمای کوارک-گلوئون

با توجه به اتصالات بین دوگانی گرانش-پیمانه و QCD کم انرژی، برجسته‌ترین نتیجه تمام نگاری، نسبت گرانروی^{۱۱} برشی به چگالی آنروپی $\eta/s = \hbar / (4\pi k_B)$ است. این نتیجه مطابقت بسیار خوبی با مشاهدات تجربی دارد و کاربردهای دوگانی گرانش-پیمانه را با پلاسمای کوارک-گلوئون مرتبط می‌کند. کوچک بودن مقدار η/s نشان می‌دهد که پلاسمای کوارک-گلوئون شاره‌ای با جفت‌شدگی بسیار قوی است. اخیراً، این نسبت برای نظریه یانگ-میلز $SU(3)$ در نظریه پیمانه‌ای شبکه محاسبه شده است. نتیجه بدست آمده عبارت است از: $\eta/s = 0.802(56) \hbar/k_B$ در $T = 1/24 T_c$ ، که T_c دمای نامحصور است. این مقدار با افزایش دما، کمی افزایش می‌یابد. علاوه بر این، با استفاده از دوگانی گرانش-پیمانه ضرایب تراپرد بیشتری در انبساط هیدرودینامیکی

⁸Nambu-Goto action

⁹Black Brane

^{۱۰}در نسبیت عام، یک شاخه سیاه حل معادلاتی است که راه حل سیاهچاله را تعمیم می‌دهد.

^{۱۱}Viscosity

محاسبه شده است. برای مثال، گرانشی توده‌ای که برای نظریه‌های غیر همدیس دارای مقدار غیر صفر است، در دوگانی گرانش-پیمانه، با گرانشی برشی مرتبط می‌شود: $(1/3 - c_s^2) \zeta \sim 4/6\eta$ [۵۲، ۵۳].

جنبه مهم دیگر فیزیک پلاسمای کوارک-گلوئون، رسیدن به تعادل گرمایی است. هنگامی که یون‌های سنگین با هم برخورد می‌کنند، حالت غیر تعادلی شکل می‌گیرد و سپس به تعادل حرارتی می‌رسد. برای دوگانی گرانش-پیمانه دو حالت مختلف وجود دارد. یک احتمال، در نظر گرفتن برخورد امواج شوک در نظریه گرانش دوگان است. احتمال دیگر بررسی فروریزش یک پوسته مادی و تشکیل سیاهچاله در فضای AdS مجانبی است که سطح تحقیقاتی بزرگی است و مطالعات بسیاری در حال انجام است. نتایج دوگانی گرانش-پیمانه که تاکنون بدست آمده است، نشان می‌دهد برای سیستم‌هایی با جفت‌شدگی قوی، زمان آرامش^{۱۲}، بسیار کوتاه است [۴۹].

۳-۶ گذار فاز محصور-نامحصور در دوگانی گرانش-پیمانه

نظریه میدان، دوگان گذار هاوکینگ-پیچ^{۱۳} AdS است که برخی از ویژگی‌های گذار فاز محصور-نامحصور را نشان می‌دهد. بویژه در فاز محصور و در دمای $T < T_{HP}$ تمامی حالت‌های نظریه میدان، واحدهای گروه پیمانه‌ای هستند. تعداد چنین حالت‌هایی در مقایسه با رتبه N گروه پیمانه‌ای از مرتبه یک است. بنابراین در فاز محصور برای $N \rightarrow \infty$ خواهیم داشت: $F/N^2 \rightarrow 0$. از سوی دیگر، در فاز نامحصور برای $T \geq T_{HP}$ حالت‌های باردار آزاد شده که به تعداد عناصر گروه هستند، از مرتبه N^2 است. در نتیجه برای $N \rightarrow \infty$ ، F/N^2 دارای مقداری محدود است. در این حالت حجم و فاصله بین کوارک و پادکوارک محدود است.

¹²Relaxation time

¹³Hawking-Page Transition

فصل ۴: اثر تصحیحات گاوس - بونت بر طیف
امواج گرانشی ناشی از گذار فاز کیهانی

۱-۴ معرفی فضا-زمان گاوس-بونت

تصحیحات گاوس-بونت^۱ یکی از موضوعات مورد علاقه افرادی است که به بررسی AdS/CFT می‌پردازند. راه حل‌های نظریه انیشتین-گاوس-بونت (EGB) در فضای توده^۲ برای ابعاد $d \geq 5$ ارائه می‌شود. زیرا در $d = 4$ جمله گاوس-بونت تنها سهم توپولوژیکی دارد و نقش دینامیکی نخواهد داشت. از این رو با فرض اینکه تکانه یک ریسمان در مقایسه با مقیاس انرژی سایر متغیرها بزرگ باشد، جمله گاوس-بونت به عنوان اولین تصحیح انحنای ریسمانی نسبت عام ظاهر می‌شود. معادلات EGB تا مرتبه دوم مشتقات را شامل می‌شود و هنگام گسترش در فضای تخت بدون شبح^۳ است. در تناظر AdS/CFT معرفی جملات مرتبه بالاتر با تصحیح $1/N$ انبساط CFT متناظر است [۵۴].

مشابه گرانش انیشتین، هنگام محاسبه مقادیری مانند کنش و جرم در راه حل‌های EGB ، با واگرایی‌های مادون قرمز روبرو می‌شویم که با حجم نامتناهی خمینه فضا-زمان همراه است. حل این مشکل، استفاده از تفریق پس‌زمینه است که هندسه آن با راه حل‌ها مطابقت دارد. اما در این روش مقادیر فیزیکی بدست آمده به انتخاب پس‌زمینه مرجع، وابسته است. علاوه بر این، به طور کلی محاط کردن سطح مرزی در فضا-زمان پس‌زمینه امکان‌پذیر نیست. برای راه حل‌های AdS گرانش انیشتین می‌توان از روش جمله مخالف تناظر AdS/CFT استفاده کرد. در این روش جملات مخالف مرزی مناسبی که با ثابت‌های انحنای متریک مرزی ساخته شده‌اند به کنش اضافه می‌شود و بدیهی است در حالی که نشان‌دهنده کنش و جرم محدود سیستم هستند، معادلات حرکت را تغییر نمی‌دهند.

مهمترین اثر تصحیحات گاوس-بونت، نقض محدودیت نسبت گرانشی η به چگالی آنتروپی s است که بصورت (۱-۴) بیان شده است [۵۵].

$$\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4\pi}(1 - 4\lambda_{GB}) \quad (1-4)$$

بعد λ_{GB} جفت‌شدگی گاوس-بونت،^۲ (طول) است. پس‌زمینه گرانشی با $\lambda_{GB} < 0$ دوگان نظریه میدان با $\lambda_{GB} > 0$ نسبت $\eta/s > 1/4\pi$ است و برای $\lambda_{GB} > 0$ نسبت $\eta/s < 1/4\pi$ خواهد بود. از سوی دیگر، هر چه گرانشی

¹Gauss-Bonnet Correction

²Bulk

³Ghost

کمتر باشد، نظریه‌های میدان بیشتری را با جفت‌شدگی قوی می‌توان مطرح کرد و بالعکس [۵۶].
 در مورد مقادیر λ_{GB} ، محدودیت‌هایی وجود دارد. برای $\lambda_{GB} < 1/4$ ، نظریه میدان همدیس (CFT) و راه حل AdS خلاء وجود ندارد [۵۷]. علاوه بر این، محدودیت مثبت بودن انرژی در CFT و جلوگیری از نقض علیت، برای مقدار λ_{GB} محدودیت ایجاد می‌کند [۵۸، ۵۹، ۶۰، ۶۱].

$$-\frac{7}{36} < \lambda_{GB} \leq \frac{9}{100} \quad (2-4)$$

۲-۴ راه حل‌های گرانشی

در این کار ما به مطالعه ساختار فاز QCD در الگوی دیوار نرم همراه با تصحیحات گaus-بونت می‌پردازیم و گرانش گaus-بونت را به عنوان تصحیحات انحنای مربع در نظر می‌گیریم. راه حل سیاه‌چاله AdS گaus-بونت توصیف کننده فاز پلاسمای کوارک-گلوئون در دمای بالا است. این فاز، دوگان تمام نگاری QCD است. فاز محصور در دمای پایین با هندسه AdS گaus-بونت باردار گرمایی توصیف می‌شود. تنظیم هر دو کنش با کم کردن کنش AdS گرمایی انجام می‌شود و با استفاده از تفاوت انرژی آزاد هر دو هندسه می‌توان دمای گذار را بدست آورد.

کنش اقلیدسی برای نظریه ماکسول-اینشتین همراه با جفت‌شدگی گaus-بونت در پنج بعد به شکل (۳-۴) نوشته می‌شود [۶۲]:

$$S = - \int d^5x \sqrt{g} e^{\phi} \left[\frac{1}{2\kappa^2} (\mathcal{R} - 2\Lambda + \lambda_{GB} \mathcal{R}_{GB}) - \frac{1}{4g^2} F^2 \right] \quad (3-4)$$

در این رابطه $F^2 = F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ شدت میدان ماکسول است، $\kappa^2 = 8\pi G_5$ و جمله گaus-بونت عبارت است از: $\phi(z) = -cz^2$ که $\mathcal{R}_{GB} = \mathcal{R}^2 - 4\mathcal{R}_{\mu\nu}\mathcal{R}^{\mu\nu} + \mathcal{R}^{\mu\nu\rho\sigma}\mathcal{R}_{\mu\nu\rho\sigma}$ همچنین ϕ یک میدان دیلاتون^۴ است که $\sqrt{c} = 388 \text{ MeV}$ [۶۳]. میدان ϕ یک میدان غیر دینامیکی است. بنابراین معادلات حرکت بدون تغییر باقی می‌مانند.

بر اساس تناظر AdS/QCD ثابت گرانش پنج بعد κ و ثابت جفت‌شدگی پنج بعد g به تعداد رنگ N_c و

⁴Dilaton Field

تعداد طعم N_f وابسته هستند:

$$\frac{1}{2\kappa^2} = \frac{N_c^2}{\Lambda\pi^2}, \quad \frac{1}{2g^2} = \frac{N_c N_f}{\Lambda\pi^2}. \quad (4-4)$$

در این محاسبات شعاع فضای AdS یک فرض شده است.

تصحیحات گاوس-بونت ساده‌ترین شکل تصحیحات مرتبه بالاتر کنش انیشتین-هیلبرت است. معادلات حرکت

اولر-لاگرانژ با مشتق مرتبه دوم چگالی لاگرانژی \mathcal{L} بصورت (4-5) نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial g_{\mu\nu}} - \partial_\gamma \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial_\gamma (\partial g_{\mu\nu})} \right] + \partial_\gamma \partial_\sigma \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial_\gamma \partial_\sigma (\partial g_{\mu\nu})} \right] = 0, \quad (5-4)$$

طبق این رابطه معادله حرکت را می‌نویسیم:

$$G_{\mu\nu} + \lambda_{GB} H_{\mu\nu} = \frac{\kappa^2}{g^2} T_{\mu\nu}, \quad (6-4)$$

به طوری که

$$H_{\mu\nu} = 2(\mathcal{R}\mathcal{R}_{\mu\nu} - 2\mathcal{R}_{\mu\gamma}\mathcal{R}_\nu^\gamma - 2\mathcal{R}^{\gamma\sigma}\mathcal{R}_{\mu\gamma\nu\sigma} + \mathcal{R}_\mu^{\gamma\sigma\rho}\mathcal{R}_{\nu\gamma\sigma\rho}) - \frac{1}{4}g_{\mu\nu}\mathcal{R}_{GB}$$

$$G_{\mu\nu} = \mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathcal{R}g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$$

$$T_{\mu\nu} = F_{\gamma\mu}F_\nu^\gamma - \frac{1}{4}g_{\mu\nu}F^{\gamma\sigma}F_{\gamma\sigma} \quad (7-4)$$

از انقباض معادله (4-6) با $g_{\mu\nu}$ خواهیم داشت:

$$-\frac{3}{2}\mathcal{R} + 5\Lambda - \frac{\lambda_{GB}}{2}\mathcal{R}_{GB} = -\frac{\kappa^2}{2g^2}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}, \quad (8-4)$$

با استفاده از این رابطه و رابطه (4-3) کنش را بازنویسی می‌کنیم:

$$S = -\int d^5x \sqrt{g} e^\phi \left(\frac{-\mathcal{R} + 4\Lambda}{\kappa^2} \right) \quad (9-4)$$

براساس (4-9)، جفت‌شدگی گاوس-بونت (λ_{GB}) صراحتاً به کنش وابسته نیست. بلکه این وابستگی در تابع

متریک و اسکالر ریچی دیده می‌شود.

از تانسور متریک وردش می‌گیریم و با استفاده از روابط زیر:

$$\nabla_\rho \nabla_\sigma \mathcal{R}^{\mu\rho\nu\sigma} = \square \mathcal{R}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \nabla^\mu \nabla^\nu \mathcal{R} + \mathcal{R}^{\mu\rho\nu\sigma} \mathcal{R}_{\rho\sigma} - \mathcal{R}_\rho^\mu \mathcal{R}^{\nu\rho}$$

$$\nabla_\rho \nabla^\mu \mathcal{R}^{\rho\nu} + \nabla_\rho \nabla^\nu \mathcal{R}^{\rho\mu} = \frac{1}{4} (\nabla^\mu \nabla^\nu \mathcal{R} + \nabla^\nu \nabla^\mu \mathcal{R}) - 2\mathcal{R}^{\mu\rho\nu\sigma} \mathcal{R}_{\rho\sigma} + 2\mathcal{R}_\rho^\mu \mathcal{R}^{\nu\rho}$$

$$\nabla_\rho \nabla_\sigma \mathcal{R}^{\rho\sigma} = \frac{1}{4} \mathcal{R} \quad (10-4)$$

پس از بازنویسی معادله (۳-۴) به معادله (۱۱-۴) می‌رسیم که بدلیل اجتناب از جزئیات در متن رساله، از ریز محاسبات صرفنظر شده است:

$$\begin{aligned} \circ = & -\frac{1}{4}g^{\mu\nu} \left(\mathcal{R}^2 - 4\mathcal{R}_{\mu\nu}\mathcal{R}^{\mu\nu} + \mathcal{R}^{\mu\nu\rho\sigma}\mathcal{R}_{\mu\nu\rho\sigma} + \frac{1}{k^2}\mathcal{R} + \frac{12}{R^2} \right) \\ & + (-2\mathcal{R}\mathcal{R}^{\mu\nu} + \nabla^\mu \nabla^\nu \mathcal{R} + \nabla^\nu \nabla^\mu \mathcal{R} - 2g^{\mu\nu} \nabla_\rho \nabla^\rho \mathcal{R}) \\ & - 4 \left(-2\mathcal{R}_\rho^\mu \mathcal{R}^{\nu\rho} + \nabla_\rho \nabla^\mu \mathcal{R}^{\rho\nu} + \nabla_\rho \nabla^\nu \mathcal{R}^{\rho\mu} - \square \mathcal{R}^{\mu\nu} - g^{\mu\nu} \nabla^\rho \nabla^\sigma \mathcal{R}_{\rho\sigma} \right) \\ & + \left(-2\mathcal{R}^{\mu\rho\sigma\tau} \mathcal{R}_{\rho\sigma\tau}^\nu - 2 \nabla_\rho \nabla_\sigma \mathcal{R}^{\mu\rho\nu\sigma} - 2 \nabla_\rho \nabla_\sigma \mathcal{R}^{\nu\rho\mu\sigma} \right) - \frac{1}{\lambda\pi G_\Delta} \mathcal{R}^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (11-4)$$

معادله (۱۱-۴) شامل مشتقات انحنای نیست و جملاتی با مشتقات بالاتر از مرتبه ۲ را شامل نمی‌شود. بنابراین، نظریه با ترکیب گاوس-بونت، نمونه بسیار خاصی از گرانش مشتق بالاتر است.

در ادامه به مطالعه ساختار فاز QCD با تصحیح گاوس-بونت در مدل دیوار نرم می‌پردازیم که میدان دیلاتون آن در ذیل معادله (۳-۴) معرفی شده است. پلاسمای کوارک-گلوئون، به عنوان فاز نامحصور با چگالی و دمای بالا متناظر با سیاه‌چاله AdS باردار در پس‌زمینه گاوس-بونت است. از معادله (۳-۴)، حل سیاه‌چاله را بدست می‌آوریم:

$$ds^2 = \frac{1}{z^2} \left(A^2 f(z) dt^2 + \frac{dz^2}{f(z)} + \sum_{i=1}^3 dx^i{}^2 \right) \quad (12-4)$$

در این رابطه $A^2 = \frac{1}{4}(\sqrt{1 - \lambda\lambda_{GB}} + 1)$ ، z مختصه شعاعی است و مختصات فضای مرزی که در $z = \infty$ قرار دارد، با x^i نشان داده شده است. در رابطه (۱۲-۴) تابع متریک $f(z)$ با رابطه (۱۳-۴)، معرفی می‌شود:

$$f(z) = \frac{1}{4\lambda_{GB}} \left(1 - \sqrt{1 - \lambda\lambda_{GB}(1 - mz^4 + q^2 z^6)} \right). \quad (13-4)$$

این رابطه در حد $\lambda_{GB} \rightarrow \infty$ به متریک سیاه‌چاله $AdS RN$ منجر می‌شود.

از طرفی برای میدان پیمانهای داریم:

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\mu (\sqrt{g} F^{\mu\nu}) = 0. \quad (14-4)$$

که از حل آن خواهیم داشت:

$$A_t(z) = i(\mu - Qz^2) \quad (15-4)$$

A_t مؤلفه زمانی فضای انبوه است. از آنجا که راه حل‌های $A_t(z)$ در افق z_h منظم هستند، با اعمال شرایط مرزی دیریچله در z_h بصورت $A_t(z_h) = 0$ به رابطه $Q = \mu/z_h^2$ می‌رسیم. ثابت μ پتانسیل شیمیایی کوارک در دوگان QCD و Q چگالی تعداد کوارک است که با q بار الکتریکی فضای AdS مرتبط است:

$$q = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\kappa Q}{gA}. \quad (16-4)$$

با توجه به شرط صفرشدن تابع متریک در افق، می‌توان جرم سیاه‌چاله m را محاسبه کرد:

$$m = \frac{1}{z_h^4} + q^2 z_h^2. \quad (17-4)$$

دمای هاوکینگ سیاه‌چاله نیز با تصحیحات گاوس-بونت عبارت است از:

$$T = \frac{A f'(z_h)}{4\pi} = \frac{A}{\pi z_h} \left(1 - \frac{1}{3} q^2 z_h^6 \right). \quad (18-4)$$

از این رابطه به یک معادله درجه دوم بر حسب z_h می‌رسیم:

$$\frac{1}{3A} \frac{\kappa^2}{g^2} \mu^2 z_h^2 + \pi T z_h - A = 0, \quad (19-4)$$

از (12-4) حل مثبتی برای افق بدست می‌آید:

$$z_h = \frac{3}{2} \frac{g^2 A}{\kappa^2 \mu^2} \left(\sqrt{\frac{4}{3} \frac{\kappa^2 \mu^2}{g^2} + \pi^2 T^2} - \pi T \right). \quad (20-4)$$

طبق این معادله، شعاع افق به واسطه A به جفت‌شدگی گاوس-بونت (λ_{GB}) وابسته است.

۳-۴ حل سیاه‌چاله باردار

برای محاسبه انرژی آزاد دستگاهی در فاز نامحصور باید انتگرال معادله (3-4) را حل کرد. اما از آنجا که حل تحلیلی این انتگرال انجام پذیر نیست، کنش را تا مرتبه اول λ_{GB} بسط می‌دهیم. بنابراین برای کنش فاز نامحصور در دمای بالا از حل سیاه‌چاله نظریه انیشتین-ماکسول-گاوس-بونت خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} S &= - \int d^5x e^{-cz^2} \left(\frac{z^2 f''(z) - \lambda z f'(z) + 2 f(z) + 4\Lambda}{k^2} \right) \\ &= - \frac{A}{k^2} \int d^5x \frac{e^{-cz^2}}{z^5} \left[\lambda_{GB} \left(24 m^2 z^8 - 120 m q^2 z^{10} + 112 q^4 z^{12} + 8 q^2 z^6 + 40 \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 q^2 z^6 - 4 \right] + \mathcal{O}(\lambda_{GB}^2) \end{aligned} \quad (21-4)$$

که می‌توان آن را به شکل معادله (۲۲-۴) بازنویسی کرد:

$$S_1 = -\frac{AV_3}{k^2} \int_0^{T^{-1}} dt \int_\varepsilon^{z_h} dz \frac{e^{-cz^2}}{z^5} \left[2q^2 z^6 - 4 + \lambda_{GB} \left(24m^2 z^8 - 120mq^2 z^{10} + 112q^4 z^{12} + 8q^2 z^6 + 40 \right) \right] + \mathcal{O}(\lambda_{GB}^2) \quad (22-4)$$

مقدار V_3 حجم در فضای سه بعدی است و ε بیانگر برش UV^5 در این فضا است. ادامه محاسبات در حد $\varepsilon \rightarrow 0$ انجام می‌شود. بنابراین چگالی انرژی آزاد برابر خواهد بود با:

$$F_{BH} = \frac{A}{\kappa^2} \left[e^{-cz_h^2} \left(\frac{cz_h^2 - 1}{z_h^4} + \frac{q^2}{c} \right) + c^2 Ei(-cz_h^2) - \frac{q^2}{c} + \frac{m}{2} + \lambda_{GB} \left[e^{-cz_h^2} \left(\frac{-10(cz_h^2 - 1)}{z_h^4} + \frac{4q^2}{c} + 12m^2 \left(\frac{1}{c^2} + \frac{z_h^2}{c} \right) - 60mq^2 \left(\frac{2}{c^3} + \frac{2z_h^2}{c^2} + \frac{z_h^4}{c} \right) + 56q^4 \left(\frac{6}{c^4} + \frac{6z_h^2}{c^3} + \frac{3z_h^4}{c^2} + \frac{z_h^6}{c} \right) - \frac{12m^2}{c^2} + \frac{120mq^2}{c^3} - \frac{336q^4}{c^4} - 4m - 10c^2 Ei(-cz_h^2) - \frac{4q^2}{c} \right] \right] + \mathcal{O}(\lambda_{GB}^2) \quad (23-4)$$

برای انتگرال نمایی که در این رابطه دیده می‌شود، داریم: $Ei(x) = -\int_{-x}^{\infty} dt e^{-t}/t$

۴-۴ حل سیاه‌چاله باردار گرمایی

بر اساس تمام‌نگاری، فاز دمای پایین که بیان کننده فاز محصور است با AdS باردار گرمایی متناظر است. حل AdS باردار گرمایی با تصحیحات گاوس-بونت عبارت است از:

$$ds^2 = \frac{1}{z^2} \left(A^2 f_1(z) dt^2 + \frac{dz^2}{f_1(z)} + \sum_{i=1}^3 dx^{i2} \right). \quad (24-4)$$

تابع متریک $f_1(z)$ بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$f_1(z) = \frac{1}{4\lambda_{GB}} \left(1 - \sqrt{1 - 8\lambda_{GB}(1 + q_1^2 z^6)} \right). \quad (25-4)$$

⁵ UV Cutoff

در این فاز برای چگالی تعداد کوارک و بار الکتریکی داریم:

$$Q_1 = 3c\mu/2, \quad q_1 = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\kappa c\mu}{gA}. \quad (26-4)$$

که در حد $\circ \rightarrow \lambda_{GB}$ رابطه (25-4) به تابع متریک AdS باردار گرمایی تبدیل می‌شود و بطور مجانبی با فضا-زمان AdS مطابقت دارد. به دلیل عدم وجود افق در AdS باردار گرمایی، لازم است برش UV در $z \rightarrow \circ$ در نظر گرفته شود.

کنش AdS باردار گرمایی تا مرتبه اول λ_{GB} در رابطه (27-4) آمده است:

$$S_2 = -\frac{A}{k^2} \int d^5x \frac{e^{-cz^2}}{z^5} \left[2q^2 z^6 - 4 + \lambda_{GB} \left(112q^4 z^{12} + 8q^2 z^6 + 40 \right) \right] + \mathcal{O}(\lambda_{GB}^2) \quad (27-4)$$

که بازنویسی آن به شکل معادله (28-4) است:

$$S_2 = -\frac{AV_3}{k^2} \int_0^{T^{-1}} dt \int_\epsilon^{z_0} dz \frac{e^{-cz^2}}{z^5} \left[2q^2 z^6 - 4 + \lambda_{GB} \left(112q^4 z^{12} + 8q^2 z^6 + 40 \right) \right] + \mathcal{O}(\lambda_{GB}^2) \quad (28-4)$$

بنابراین، چگالی انرژی آزاد برای AdS باردار گرمایی تا مرتبه اول λ_{GB} بدست می‌آید:

$$F_{th} = -\frac{A}{k^2} \left[\frac{q_1^2}{c} + 4\lambda_{GB} \left(\frac{q_1^2}{c} + \frac{14q_1^4}{c^2} \right) \right] + \mathcal{O}(\lambda_{GB}^2). \quad (29-4)$$

۵-۴ گذار فاز محصور-نامحصور

با معرفی فازهای محصور و نامحصور، می‌توانیم با استفاده از AdS/CFT گذار بین این فازها را بررسی کنیم. بر اساس این دوگانی، گذار فاز محصور-نامحصور با گذار فاز هاوکینگ-پیچ مطابقت دارد.

اختلاف چگالی انرژی آزاد را با استفاده از روابط (۲۳-۴) و (۲۹-۴) بدست می‌آوریم:

$$\begin{aligned} \Delta F = F_{\text{BH}} - F_{\text{th}} = & \frac{A}{\kappa^2} \left[e^{-cz_h^2} \left(\frac{cz_h^2 - 1}{z_h^4} + \frac{q^2}{c} \right) + c^2 \text{Ei}(-cz_h^2) + \frac{q_1^2 - q^2}{c} + \frac{m}{2} \right. \\ & + \lambda_{\text{GB}} \left[e^{-cz_h^2} \left(\frac{-1 \circ (cz_h^2 - 1)}{z_h^4} + \frac{4q^2}{c} + 12m^2 \left(\frac{1}{c^2} + \frac{z_h^2}{c} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - 6 \circ mq^2 \left(\frac{2}{c^3} + \frac{2z_h^2}{c^2} + \frac{z_h^4}{c} \right) + 56q^4 \left(\frac{6}{c^4} + \frac{6z_h^2}{c^3} + \frac{3z_h^4}{c^2} + \frac{z_h^6}{c} \right) \right) \right. \\ & \left. - 1 \circ c^2 \text{Ei}(-cz_h^2) + 4 \left(\frac{84q_1^4}{c^4} + \frac{q_1^2 - q^2}{c} - m \right) \right. \\ & \left. - \left(\frac{12m^2}{c^2} - \frac{12 \circ mq^2}{c^3} + \frac{336q^4}{c^4} \right) \right] + \mathcal{O}(\lambda_{\text{GB}}^2). \end{aligned} \quad (30-4)$$

محاسبه ΔF به ما کمک می‌کند تا به محاسبه چگالی انرژی خلاء (ϵ_*) و نسبت چگالی انرژی خلاء به چگالی

انرژی تابشی (α) پردازیم.

$$\epsilon_* = \left(\Delta F(T) - T \frac{d\Delta F(T)}{dT} \right) \Big|_{T=T_*}, \quad \alpha = \frac{\epsilon_*}{\rho_R(T_*)} \quad (31-4)$$

در دمای بحرانی T_c ، اختلاف چگالی انرژی آزاد از بین می‌رود بنابراین $\Delta F = 0$. از این معادله، رابطه‌ای بین

μ و z_h بدست می‌آید.

برای مشخص کردن این پارامترها در گذار فاز، می‌توان از مقدار چشمداشتی حلقه پولیوکوف^۶ به عنوان پارامتر

نظم که با پتانسیل کوآرک-پادکوآرک سنگین مرتبط است، استفاده کرد [۲۲]. سپس، یک ریسمان باز U شکل

را در نظر می‌گیریم که نقاط انتهایی آن روی مرز فضا-زمان، جفت کوآرک-پادکوآرک هستند. در واقع، می‌توان

آن را به عنوان یک مزون در سمت نظریه میدان در نظر گرفت. در فاز محصور، مزون پایدار است و ریسمان U

شکل به حداکثر مقدار در $z = z_*$ می‌رسد که همیشه در پشت دیوار قرار دارد. در حالی که در فاز نامحصور سیاه

چاله، ریسمان را جذب می‌کند و حداکثر می‌تواند به افق برسد. بدین ترتیب مزون در محیط ذوب می‌شود.

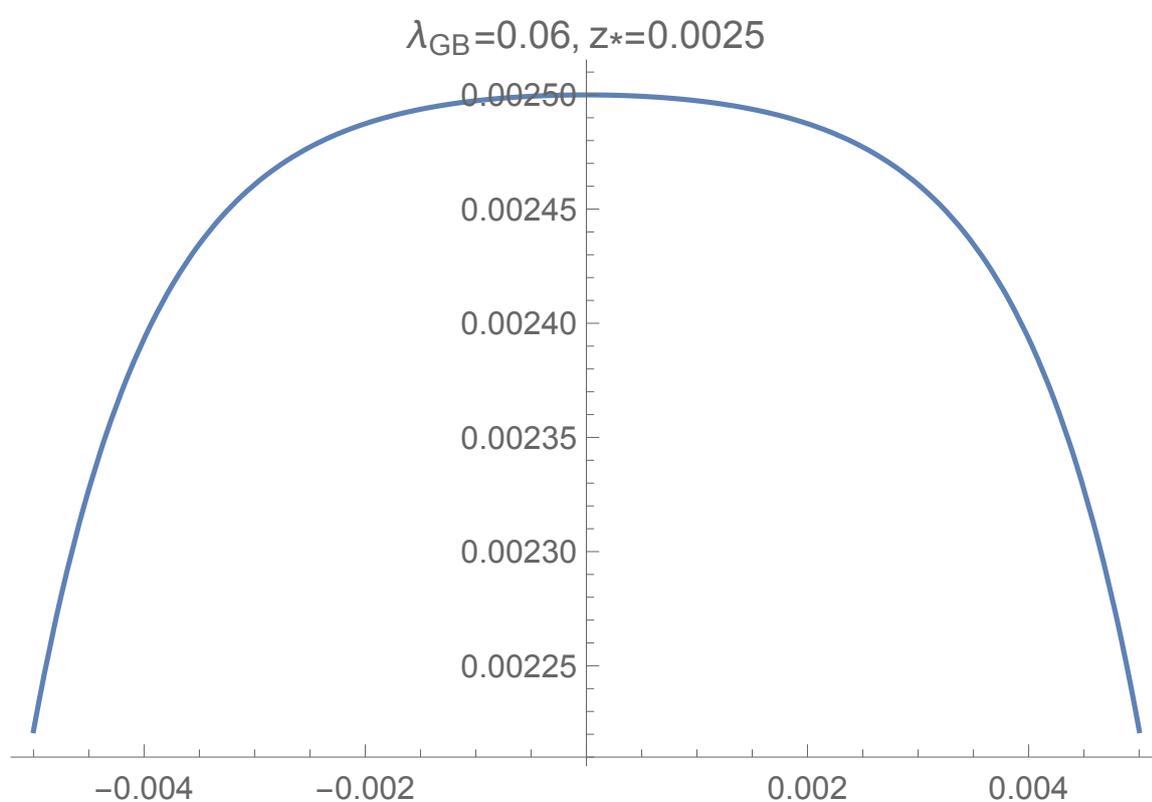
ما مزون را در فاز نامحصور در نظر می‌گیریم و برای هر λ_{GB} پتانسیل شیمیایی را بصورت عددی می‌یابیم

تا ریسمان U شکل به z_* برسد. برای نمونه، در شکل‌های ۱-۴، ۲-۴ و ۳-۴ نمودار ریسمان باز z_* برحسب r

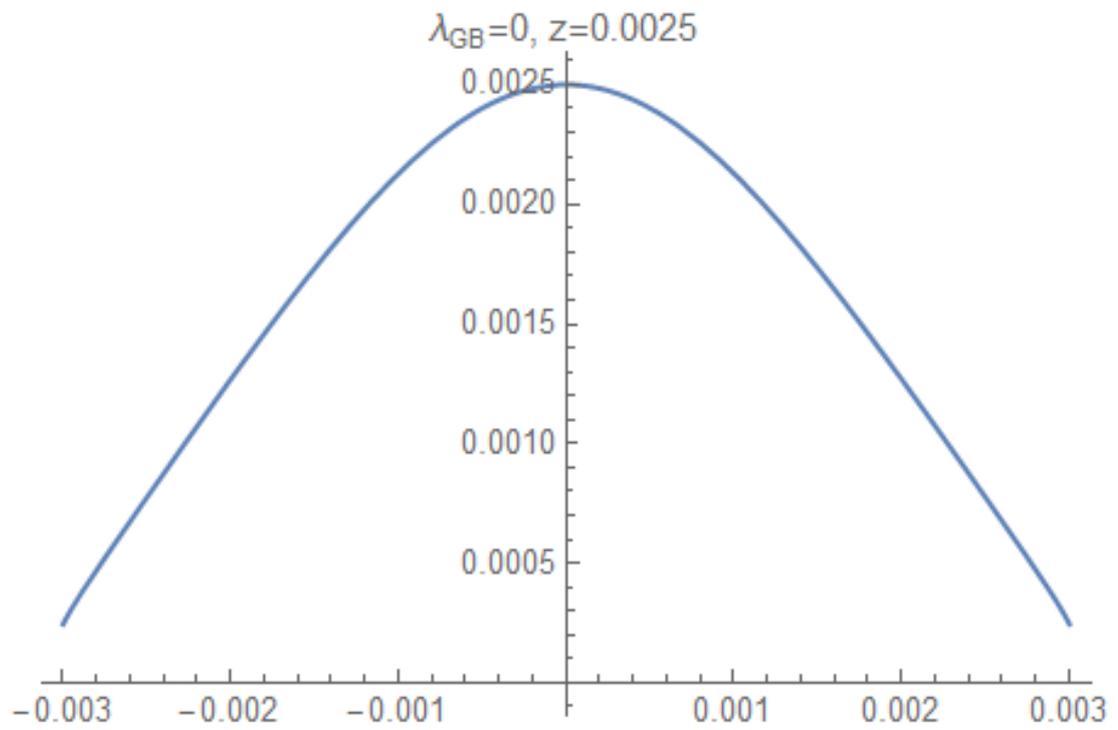
که فاصله کوآرک-پادکوآرک است، برای چند λ_{GB} رسم شده است. در این نمودارها $N_c = 3$ در نظر گرفته شده

⁶Polyakov Loop

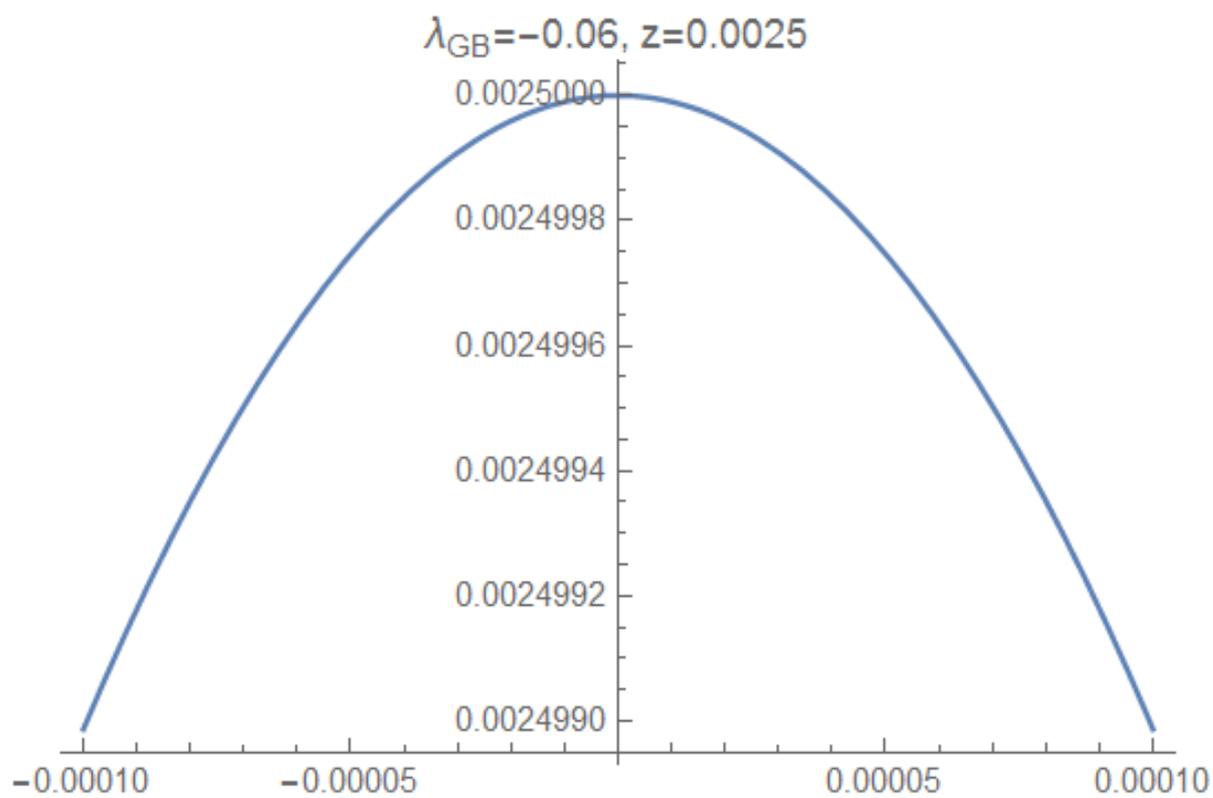
است. برای مقادیر مختلف λ_{GB} و به ازای $N_f = 2$ ، $N_f = 1$ و $N_f = 3$ چنین نموداری را رسم کرده‌ایم. اما در اینجا برای نمونه تنها سه نمودار را که به ازای $N_f = 2$ و $\lambda_{GB} = -0.06, 0, 0.06$ رسم شده است، آورده‌ایم.



شکل ۴-۱: نمودار ریسمان باز بر حسب فاصله کوارک-پادکووارک برای $\lambda_{GB} = 0.06$ و $N_f = 2$



شکل ۴-۲: نمودار ریسمان باز برحسب فاصله کوآرک-پادکوآرک برای $\lambda_{GB} = 0$ و $N_f = 2$.



شکل ۴-۳: نمودار ریسمان باز بر حسب فاصله کوارک-پادکوارک برای $\lambda_{GB} = -0.06$ و $N_f = 2$

جدول ۱-۴: مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} و $N_f = 1$.

| N_f | λ_{GB} | μ [MeV] | T_c [MeV] |
|-------|----------------|-------------|-------------|
| ۱ | ۰/۱۲ | ۵۰ | ۶۱/۹ |
| | ۰/۰۶ | ۱۰۲ | ۱۲۲/۹ |
| | ۰/۰۳ | ۱۱۳ | ۱۵۶/۱ |
| | ۰ | ۱۲۱ | ۱۹۱/۶ |
| | -۰/۰۳ | ۱۲۸ | ۲۲۶/۶ |
| | -۰/۰۶ | ۱۳۴ | ۲۶۰/۴ |
| | -۰/۱۲ | ۱۴۴ | ۳۲۴ |

جدول ۲-۴: مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} و $N_f = 2$.

| N_f | λ_{GB} | μ [MeV] | T_c [MeV] |
|-------|----------------|-------------|-------------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۳۵ | ۶۱/۷ |
| | ۰/۰۶ | ۷۲ | ۱۲۲/۹ |
| | ۰/۰۳ | ۸۰ | ۱۵۶/۱ |
| | ۰ | ۸۶ | ۱۹۱/۶ |
| | -۰/۰۳ | ۹۰ | ۲۲۶/۷ |
| | -۰/۰۶ | ۹۵ | ۲۶۰/۴ |
| | -۰/۱۲ | ۱۰۲ | ۳۲۴ |

جدول ۳-۴: مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی به ازای مقادیر متفاوت جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} و $N_f = 3$.

| N_f | λ_{GB} | μ [MeV] | T_c [MeV] |
|-------|----------------|-------------|-------------|
| ۳ | ۰/۱۲ | ۲۸ | ۶۱/۲ |
| | ۰/۰۶ | ۵۹ | ۱۲۲/۹ |
| | ۰/۰۳ | ۶۵ | ۱۵۶/۱ |
| | ۰ | ۷۰ | ۱۹۱/۶ |
| | -۰/۰۳ | ۷۴ | ۲۲۶/۶ |
| | -۰/۰۶ | ۷۷ | ۲۶۰/۵ |
| | -۰/۱۲ | ۸۳ | ۳۲۴ |

در جدول‌های ۱-۴، ۲-۴، ۳-۴ مقادیر پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی که برای مقادیر مختلف جفت‌شدگی

گوس-بونت محاسبه کرده‌ایم، نشان داده شده است. اگرچه $\lambda_{GB} = 0.12$ در محدوده معادله (۲-۴) نیست. اما بررسی آن از نظر پدیدار شناختی برای ما قابل توجه بود. در تمامی این محاسبات مقدار $N_c = 3$ فرض شده است.

۶-۴ محاسبات طیف گرانشی

طیف موج گرانشی به دو دسته از متغیرها بستگی دارد. مجموعه اول از کمیت‌هایی تشکیل شده است که در اصل می‌توان آنها را از الگوی نظریه میدان کوانتومی (QFT) بدست آورد. مانند سرعت تشکیل حباب و دمای تشکیل حباب، که از روی کنش مؤثر روی پوسته^۷ که «جهش»^۸ را توصیف می‌کند، بدست می‌آیند. برخی کمیت‌های ترمودینامیکی مانند انرژی کل آزاد شده توسط گذار و تعداد مؤثر درجه‌های آزادی نسبی نیز از این الگو محاسبه می‌شود. مجموعه دوم متغیرها کمیت‌های خارج از تعادل را شامل می‌شود که سرعت دیواره حباب و عوامل مؤثر بر اندازه‌گیری انرژی جنبشی منتقل شده به پلازما نمونه‌هایی از این دسته هستند. محاسبه دقیق این مقادیر حتی در نظریه اختلالی نیز مشکل است. اگر گذار فاز در نظریه‌ای با جفت‌شدگی قوی رخ دهد، ممکن است محاسبه هر دو مجموعه از متغیرها دشوار باشد [۶۴].

۱-۶-۴ طیف گرانشی حاصل از گذار فاز محصور - نامحصور

در ادامه، مراحل بدست آوردن مقادیر اصلی لازم برای محاسبه طیف ممکن موج گرانشی را به طور خلاصه بیان می‌کنیم:

۱. با استفاده از ریسمان U شکل در فاز محصور، ما پتانسیل شیمیایی را طوری تعیین می‌کنیم که بیشینه عمق ریسمان در قسمت انبوه قرار گیرد و در $z = \frac{1}{\sqrt{c}}$ بر دیوار مماس شود.

۲. گذار فاز مرتبه اول زمانی اتفاق می‌افتد که $\Delta F = 0$. بنابراین با تعیین مقدار پتانسیل شیمیایی می‌توان

⁷On-Shell

^۸Bounce: راه‌حل اقلیدسی معادلات حرکت QFT که بین خلاء واقعی در داخل حباب و خلاء کاذب در خارج جهش می‌زند [۶۴].

مقدار Z_h را بدست آورد.

۳. با قراردادن مقادیر μ و Z_* در معادله (۱۸-۴) مقدار T_c محاسبه می‌شود.

۴. چگالی انرژی خلاء که با ϵ_* نشان داده می‌شود را می‌توان با استفاده از رابطه (۳۰-۴) برای ΔF ، محاسبه کرد:

$$\epsilon_* = \left(\Delta F(T) - T \frac{d\Delta F(T)}{dT} \right) \Big|_{T=T_*} \quad (۳۲-۴)$$

۵. برای محاسبه T_* محاسبات را مطابق فرآیند زیر انجام می‌دهیم:

مدت زمان گذار فاز با تقریب خوبی از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$\Delta t = t_* - t_c = \frac{3}{\beta} \log\left(\frac{\beta}{H}\right). \quad (۳۳-۴)$$

به علاوه با استفاده از $dT/dt \simeq -HT$ خواهیم داشت:

$$\Delta t \simeq M_p \frac{T_c^2 - T_*^2}{2T_c T_*}. \quad (۳۴-۴)$$

از این دو رابطه به رابطه (۳۵-۴) می‌رسیم:

$$\frac{\beta/H_*}{3 \log(\beta/H_*)} = \frac{2T_c^2}{T_c^2 - T_*^2}. \quad (۳۵-۴)$$

سرانجام با محاسبه T_c از رابطه (۱۸-۴) و تعیین $\beta/H_* = 10^0$ [۴۱]، می‌توان T_* را محاسبه کرد.

g_* نیز تعداد درجات آزادی نسبیتی مؤثر پلاسما در دمای T_* است و مقدار M_p ، جرم پلانک نامیده می‌شود.

۶. برای محاسبه α یا همان نسبت چگالی انرژی خلاء به چگالی انرژی تابشی از روابط زیر کمک می‌گیریم:

$$\alpha = \frac{\epsilon_*}{\rho_R(T_*)}, \quad \rho_R(T_*) = \frac{\pi^2}{30} g_* T_*^4. \quad (۳۶-۴)$$

با توجه به مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی در دمای بحرانی که در بخش قبل بدست آوردیم، پارامترهای کلیدی

دیگری مانند مقدار بحرانی α را برای مقادیر مختلف λ_{GB} محاسبه می‌کنیم. مقدار بحرانی α را با α_∞ نشان

می‌دهیم:

$$\alpha_\infty = \frac{30}{24\pi^2} \frac{\sum_i c_i \Delta m_i^2}{g_* T_*^2} \quad (۳۷-۴)$$

البته با در نظر گرفتن $c_i = n_i$ ($c_i = n_i/2$)، $\Delta m_i^2 \sim 25 \times 10^4$ و $g_* \sim 10$ [۶۵]، محاسبات برای $N_c = 3$ و دو کوارک سنگین، انجام می‌شود. این مقادیر در جدول‌های ۴-۴، ۵-۴ و ۶-۴ ثبت شده است. در این سه جدول برای $\lambda_{GB} \leq 0$ شرط $\alpha > \alpha_\infty$ در غیاب بوزون‌های پیمان‌های سنگین، به فرار حباب‌ها منجر می‌شود به طوری که سرعت دیواره حباب ممکن است به سرعت نور برسد^۹ و به همین دلیل $v_w = 1$ در نظر گرفته می‌شود. در این حالت هر سه منبع موج گرانشی در طیف موج سهمیم هستند که به رابطه (۱-۲) منجر می‌شود. اما در صورتی که $\alpha < \alpha_\infty$ که برای $\lambda_{GB} > 0$ برقرار است، سهم برخورد حباب‌ها ناچیز خواهد بود و انرژی آزاد شده از گذار فاز به حرکت شاره منتقل می‌شود. بنابراین $h^2\Omega(f) \simeq h^2\Omega_{sw}(f) + h^2\Omega_{tu}(f)$ در این حالت با توجه به مقادیر α ، ما از رژیم انفجار یوگیت^{۱۰} استفاده می‌کنیم که در آن سرعت دیواره حباب توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$v_w = \frac{\sqrt{\alpha^2 + \frac{2\alpha}{3}} + \sqrt{\frac{1}{3}}}{1 + \alpha}. \quad (38-4)$$

جدول ۴-۴: مقادیر دمای گذار، نسبت انرژی خلاء به انرژی تابشی α ، α_∞ و سرعت دیواره حباب برای $N_f = 1$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | $T_* [\text{MeV}]$ | α | α_∞ | v_w |
|-------|----------------|--------------------|----------|-----------------|-------|
| 1 | 0/12 | 52/7 | 13/6 | 20/5 | 0/99 |
| | 0/06 | 104/6 | 4/5 | 5/2 | 0/98 |
| | 0/03 | 132/8 | 3/1 | 2/3 | 0/97 |
| | 0 | 163 | 2/7 | 2/1 | 1 |
| | -0/03 | 192/8 | 2/6 | 1/5 | 1 |
| | -0/06 | 221/56 | 2/6 | 1/16 | 1 |
| | -0/12 | 275/7 | 2/56 | 0/7 | 1 |

^۹ در محاسبات مرتبه بعدی، بوزون‌های پیمان‌های سنگین با ایجاد اصطکاک اضافی از فرار حباب‌ها جلوگیری می‌کنند.

^{۱۰}Jouguet Detonation Regime

جدول ۴-۵: مقادیر دمای گذار، نسبت انرژی خلاء به انرژی تابشی α ، α_∞ و سرعت دیواره حباب برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | $T_* [\text{MeV}]$ | α | α_∞ | v_w |
|-------|----------------|--------------------|----------|-----------------|-------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۵۲/۵ | ۱۳/۴ | ۲۰/۷ | ۰/۹۹ |
| | ۰/۰۶ | ۱۰۴/۵ | ۴/۵ | ۵/۲ | ۰/۹۸ |
| | ۰/۰۳ | ۱۳۲/۸ | ۳/۱ | ۲/۳ | ۰/۹۷ |
| | ۰ | ۱۶۳ | ۲/۷ | ۲/۱ | ۱ |
| | -۰/۰۳ | ۱۹۲/۸ | ۲/۶ | ۱/۵ | ۱ |
| | -۰/۰۶ | ۲۲۱/۵ | ۲/۶ | ۱/۱۶ | ۱ |
| | -۰/۱۲ | ۲۷۵/۷ | ۲/۵۶ | ۰/۷ | ۱ |

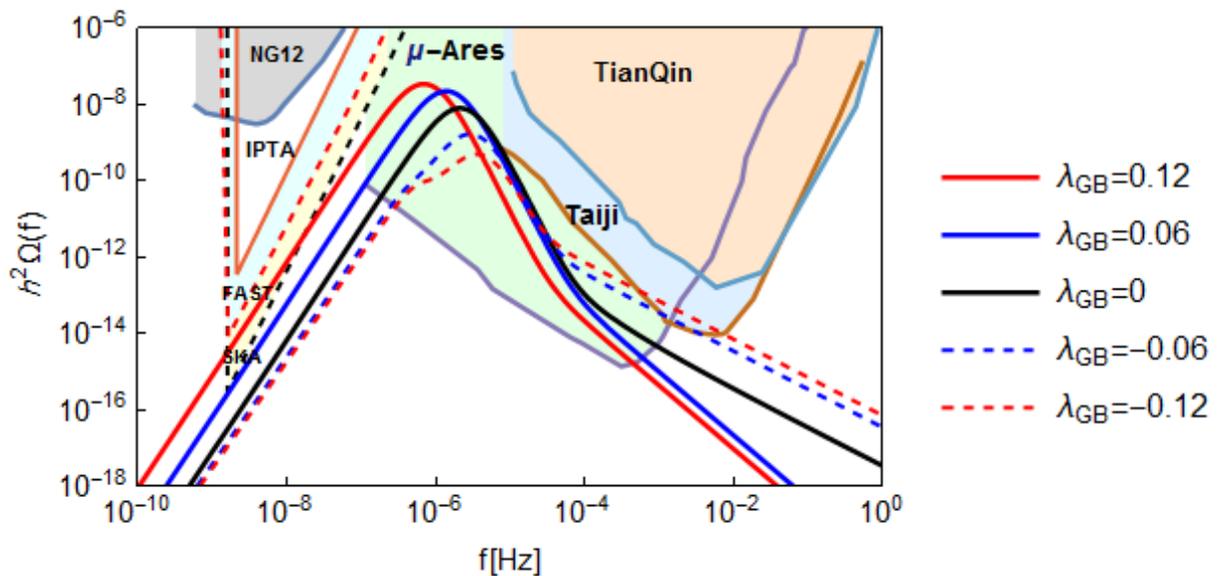
جدول ۴-۶: مقادیر دمای گذار، نسبت انرژی خلاء به انرژی تابشی α ، α_∞ و سرعت دیواره حباب برای $N_f = 3$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | $T_* [\text{MeV}]$ | α | α_∞ | v_w |
|-------|----------------|--------------------|----------|-----------------|-------|
| ۳ | ۰/۱۲ | ۵۲/۱ | ۱۳/۱۵ | ۲/۱ | ۰/۹۹ |
| | ۰/۰۶ | ۱۰۴/۶ | ۴/۶ | ۵/۲ | ۰/۹۸ |
| | ۰/۰۳ | ۱۳۲/۸ | ۲/۶۶ | ۳/۲ | ۰/۹۷ |
| | ۰ | ۱۶۳ | ۲/۷ | ۲/۱ | ۱ |
| | -۰/۰۳ | ۱۹۲/۸ | ۲/۶ | ۱/۵ | ۱ |
| | -۰/۰۶ | ۲۲۱/۶ | ۲/۶ | ۱/۱۶ | ۱ |
| | -۰/۱۲ | ۲۷۵/۷ | ۲/۵۶ | ۰/۷ | ۱ |

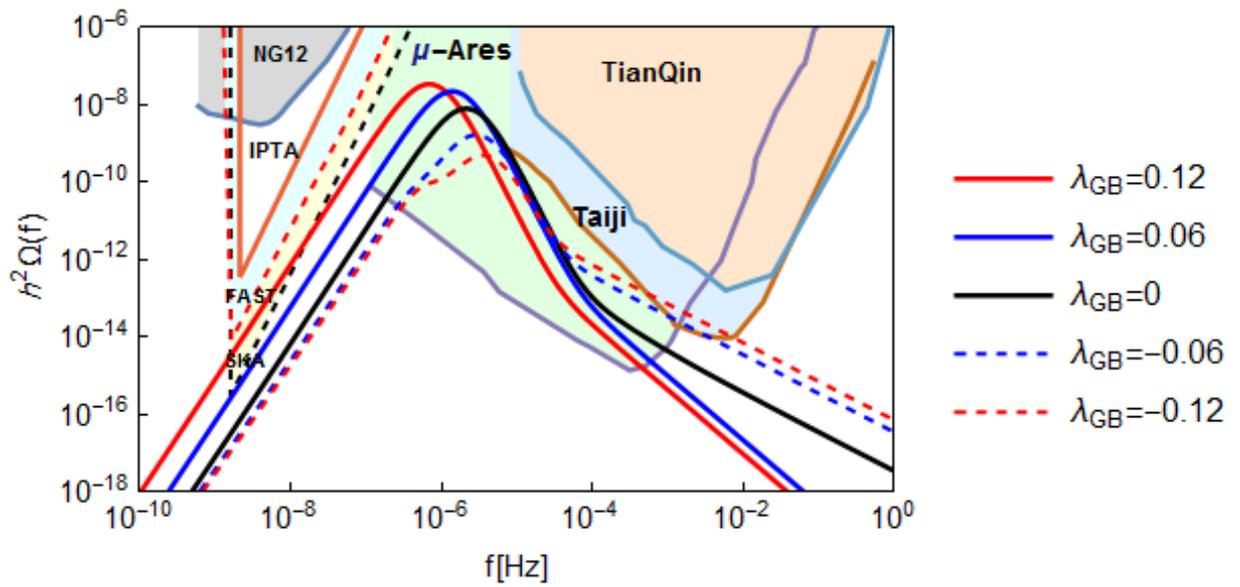
طبق داده‌های بدست آمده با افزایش λ_{GB} ، T_* کاهش یافته و α افزایش می‌یابد، یعنی به گذار فاز قوی‌تری منجر می‌شود. همچنین، اثر افزایش تعداد طعم‌های کوآرک سنگین بر روی α و سایر پارامترها در هر سه جدول ۴-۴، ۵-۴ و ۶-۴ قابل مشاهده است. با بدست آوردن این پارامترهای کلیدی و همچنین مقادیر مربوط به α و α_∞ ، می‌توانیم طیف موج گرانشی تولید شده از گذار فاز را با توجه به گذار فاز محصور- نامحصور مرتبه اول محاسبه کنیم. داده‌هایی که بدست آورده‌ایم با داده‌های قابل آشکارسازی در $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ و SKA [۶۶] قابل مقایسه است.

همانطور که در شکل (۴-۴) مشاهده می‌شود، ممکن است برای $\lambda_{GB} = 0.12$ سیگنال‌های موج گرانشی توسط تلسکوپ‌های $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ و SKA آشکارسازی شوند. به طور خاص، در بسامد اوج که حدود $f_p \sim 10^{-6}$ Hz است، چگالی انرژی موج گرانشی، 10^{-8} بدست آمده است. علاوه بر این، با افزایش λ_{GB} نقش منبع موج صوتی در طیف موج گرانشی اهمیت بیشتری پیدا می‌کند به طوری که، برای مثال به ازای $\lambda_{GB} = -0.03$ امواج صوتی تقریباً در همه بسامدها به طیف امواج گرانشی کمک می‌کند.

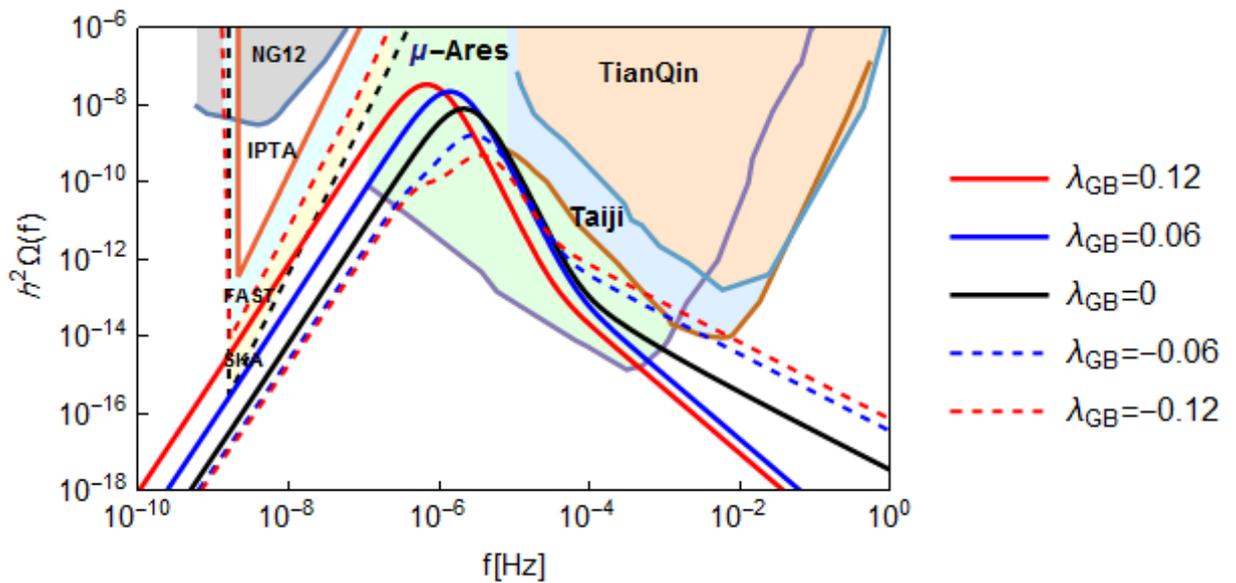
طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و N_f در شکل‌های (۴-۴)، (۵-۴) و (۶-۴) رسم شده است. طبق این نمودار برای $\lambda_{GB} = 0.12$ آشکارسازی امواج گرانشی توسط $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ و SKA امکان‌پذیر است. از آنجا که منحنی‌های مربوط به سایر مقادیر λ_{GB} بسیار به هم نزدیک هستند، این منحنی‌ها را در اینجا رسم نکرده‌ایم.



شکل ۴-۴: طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و در حالت $N_f = 1$.



شکل ۴-۵: طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و در حالت $N_f = 2$.



شکل ۴-۶: طیف چگالی انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور-نامحصور برای مقادیر مختلف λ_{GB} و در حالت $N_f = 3$.

در ادامه به بررسی محاسبات مربوط به دوره ابرسرمایش که در مقیاس‌های QCD رخ می‌دهد، می‌پردازیم.

۷-۴ تورم جزئی و ابرسرمایش

در مورد گذار فازهای مرتبه اول قوی ممکن است انرژی خلاء بسیار بزرگتر از انرژی گرمایی جهان باشد در این صورت می‌توان سناریوی تورم جزئی که همراه با ابرسرمایش است را بررسی کرد [۶۷].

در مواردی که ما بررسی کرده‌ایم پتانسیل باریوشیمیایی محدود بوده است. بنابراین چنین گذار فازی ممکن است اتفاق بیفتد و در برخی از $e - fold$ های تورمی، جهان شتاب می‌گیرد [۶۸].

در این سناریو گذار فاز از طریق انبساط و سرد شدن جهان رخ می‌دهد که تولید امواج گرانشی را در پی دارد. گذار فاز از طریق تشکیل حباب‌های فاز پایدار و کم انرژی در داخل فاز ابرسرمایش پیش می‌رود. این حباب‌ها سرانجام منبسط شده و با هم برخورد می‌کنند [۶۹]. محاسبه طیف امواج گرانشی حاصل، نیاز به دانستن چندین پارامتر کلیدی دارد که به محاسبه آنها می‌پردازیم.

در این بخش، یک دوره کوتاه تورم را در طول گذار فاز QCD در نظر می‌گیریم و امواج گرانشی تولید شده در این مرحله را مطالعه می‌کنیم. قبل از دمای بحرانی، انرژی تابشی بر چگالی انرژی جهان غالب است. فرض می‌کنیم تورم از دماهای زیر T_c شروع می‌شود، چگالی انرژی ثابت می‌ماند و از این رو جهان بصورت نمایی انبساط می‌یابد. پس از چند $e - fold$ ، بخش تابشی چگالی انرژی در مقایسه با انرژی خلاء ناچیز می‌شود. سرانجام، چگالی انرژی در پلاسما کاهش یافته و از بین می‌رود و تورم به پایان می‌رسد. جدول‌های ۷-۴، ۸-۴ و ۹-۴ داده‌های بدست آمده را نشان می‌دهند.

تعداد $e - fold$ ها نیز بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$N_e = \log \frac{a_e}{a_c} = \log \frac{T_c}{T_e} \quad (۳۹-۴)$$

که در آن T_e دمای خروج و a عامل مقیاس است. مقدار T_c نیز به ازای $N_f = ۱, ۲, ۳$ در بخش ۵-۴ محاسبه شده است. با توجه به فیزیک مسئله، در اینجا $N_e = ۲$ در نظر گرفته شده و مقدار T_e را برای λ_{GB} های مختلف محاسبه می‌کنیم.

جدول ۴-۷: مقادیر دمای بحرانی و دمای خروج برای $N_f = 1$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمايش.

| N_f | λ_{GB} | T_c [MeV] | T_e [MeV] |
|-------|----------------|-------------|-------------|
| ۱ | ۰/۱۲ | ۶۱/۹ | ۸/۳ |
| | ۰/۰۶ | ۱۲۲/۹ | ۱۶/۶ |
| | ۰/۰۳ | ۱۵۶/۱ | ۲۱/۱ |
| | ۰ | ۱۹۱/۶ | ۲۵/۹ |
| | -۰/۰۳ | ۲۲۶/۶ | ۳۰/۷ |
| | -۰/۰۶ | ۲۶۰/۴ | ۳۵/۲ |
| | -۰/۱۲ | ۳۲۴ | ۴۳/۸ |

جدول ۴-۸: مقادیر دمای بحرانی و دمای خروج برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمايش.

| N_f | λ_{GB} | T_c [MeV] | T_e [MeV] |
|-------|----------------|-------------|-------------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۶۱/۷ | ۸/۳ |
| | ۰/۰۶ | ۱۲۲/۹ | ۱۶/۶ |
| | ۰/۰۳ | ۱۵۶/۱ | ۲۱/۱ |
| | ۰ | ۱۹۱/۶ | ۲۵/۹ |
| | -۰/۰۳ | ۲۲۶/۷ | ۳۰/۷ |
| | -۰/۰۶ | ۲۶۰/۴ | ۳۵/۲ |
| | -۰/۱۲ | ۳۲۴ | ۴۳/۸ |

جدول ۴-۹: مقادیر دمای بحرانی و دمای خروج برای $N_f = 3$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمايش.

| N_f | λ_{GB} | T_c [MeV] | T_e [MeV] |
|-------|----------------|-------------|-------------|
| ۳ | ۰/۱۲ | ۶۱/۲ | ۸/۳ |
| | ۰/۰۶ | ۱۲۳ | ۱۶/۶ |
| | ۰/۰۳ | ۱۵۶/۱ | ۲۱/۱ |
| | ۰ | ۱۹۱/۶ | ۲۵/۹ |
| | -۰/۰۳ | ۲۲۶/۶ | ۳۰/۷ |
| | -۰/۰۶ | ۲۶۰/۵ | ۳۵/۲ |
| | -۰/۱۲ | ۳۲۴/۱ | ۴۳/۸ |

۴-۷-۱ طیف گرانشی حاصل از ابرسرمايش QCD

ما T_e را به طور تقریبی دمای تشکیل حباب در نظر می‌گیریم. البته تولید امواج گرانشی هم در این دما رخ می‌دهد. در سناریوی ابرسرمايش، α از [۷۹] گرفته شده است.

$$\alpha \simeq \left(\frac{\Delta F}{\rho_R} \right) \Big|_{T_e}. \quad (4-40)$$

با فرض شروع تورم در T_c و با استفاده از پایداری انرژی، انرژی خلاء را در T_e بصورت $\Delta F \sim \rho_R(T_e)$ در نظر می‌گیریم. بنابراین، با استفاده از مقادیر T_c و با فرض رخداد تورم با دوره تناوب کوتاه، برای $N_f = 1$ ، $N_f = 2$ و $N_f = 3$ می‌توانیم علاوه بر T_e مقادیر α و بسامد اوج f_{inf} را برای هر N_f بدست آوریم [۶۷]. برای انجام محاسبات مرحله ابرسرمايش $\beta/H \simeq 10$ فرض شده است [۶۷].

در مدلی که ما ارائه داده‌ایم، به ازای مقادیر مختلف λ_{GB} ، مقدار بسیار بزرگی برای α بدست آمده است، $\alpha \simeq 2981$. علاوه بر این، به دلیل دوره تورمی، پلازما بسیار رقیق شده و از این رو برخورد حباب‌ها را منبع اصلی تولید موج گرانشی در نظر می‌گیریم. در نتیجه، بخش اصلی انرژی خلاء به انرژی جنبشی دیواره حباب انتقال می‌یابد $\kappa \simeq 1$. در این حالت سرعت دیواره حباب $v_w \simeq 1$ خواهد بود. نتایج این مفروضات و محاسبات در جدول‌های ۴-۱۰، ۴-۱۱ و ۴-۱۲ ارائه شده است.

در ادامه با استفاده از داده‌های محاسبه شده، طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور را طی یک دوره کوتاه ابرسرمايش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 1, 2, 3$ رسم کرده‌ایم. بر اساس نمودارهای رسم شده در شکل‌های (۴-۷)، (۴-۸) و (۴-۹) و از انطباق داده‌هایی که بدست آوردیم با داده‌های امواج گرانشی قابل آشکارسازی در *FAST*، *NANOGrav*، *Ares*، μ - *TianQin*، *Tiaji*، *IPTA* و *SKA* [۶۶]، دریافتیم این امواج گرانشی توسط *FAST*، *NANOGrav*، *Ares*، μ - *Tiaji*، *IPTA* و *SKA* قابل آشکارسازی است.

جدول ۴-۱۰: مقادیر T_e ، α و بسامد اوج f_{inf} برای $N_f = 1$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمايش.

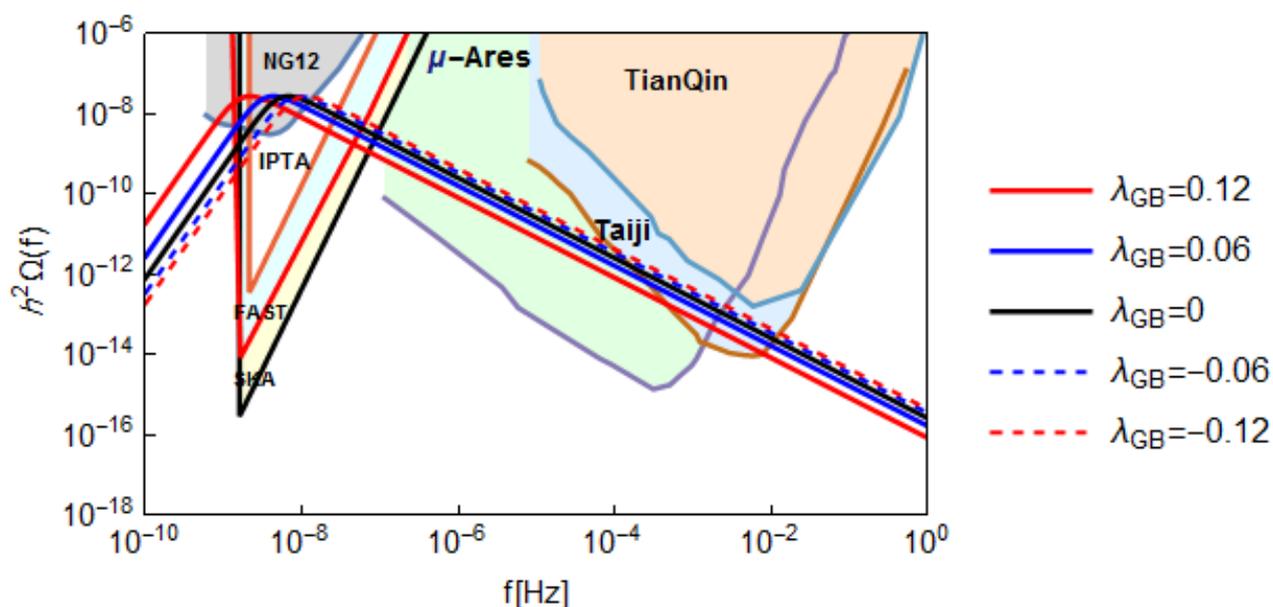
| N_f | λ_{GB} | T_e [MeV] | α | f_{inf} |
|-------|----------------|-------------|----------|-----------------------|
| ۱ | ۰/۱۲ | ۸/۴ | ۲۹۸۰/۹۶ | $2/16 \times 10^{-9}$ |
| | ۰/۰۶ | ۱۶/۶ | ۲۹۸۰/۹۴ | $4/3 \times 10^{-9}$ |
| | ۰/۰۳ | ۲۱/۱ | ۲۹۸۰/۹۶ | $5/45 \times 10^{-9}$ |
| | ۰ | ۲۵/۹ | ۲۹۸۰/۹۶ | $6/7 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۰۳ | ۳۰/۷ | ۲۹۸۰/۹۷ | $7/9 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۰۶ | ۳۵/۲ | ۲۹۸۰/۹۶ | $9/1 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۱۲ | ۴۳/۸ | ۲۹۸۰/۹۶ | $11/3 \times 10^{-9}$ |

جدول ۴-۱۱: مقادیر T_e ، α و بسامد اوج f_{inf} برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمایش.

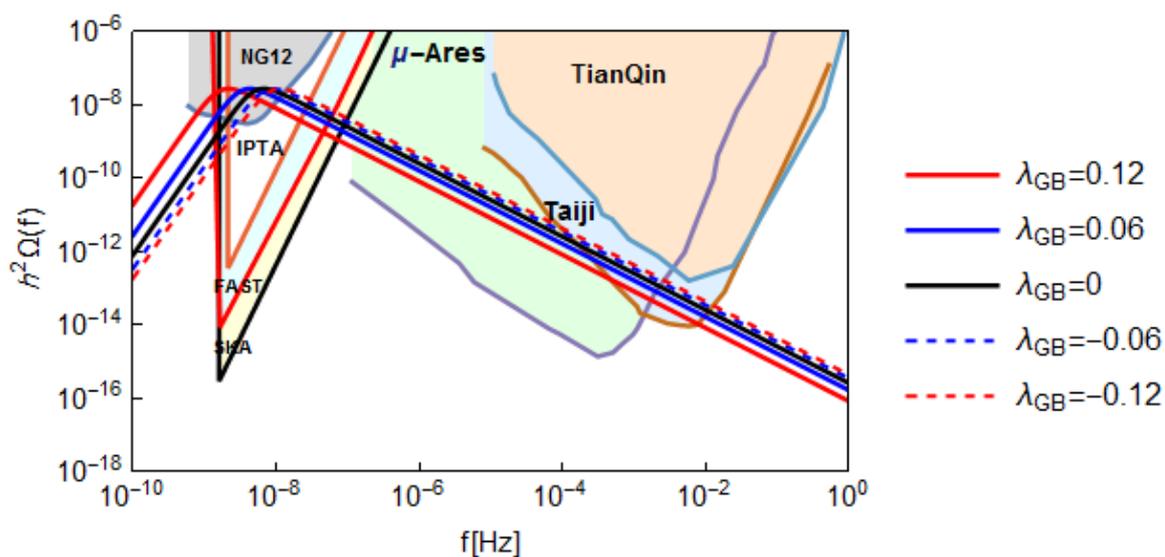
| N_f | λ_{GB} | T_e [MeV] | α | f_{inf} |
|-------|----------------|-------------|----------|-----------------------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۸/۳ | ۲۹۸۰/۹۶ | $2/15 \times 10^{-9}$ |
| | ۰/۰۶ | ۱۶/۶ | ۲۹۸۰/۹۳ | $4/3 \times 10^{-9}$ |
| | ۰/۰۳ | ۲۱/۱ | ۲۹۸۰/۹۶ | $5/4 \times 10^{-9}$ |
| | ۰ | ۲۵/۹ | ۲۹۸۰/۹۵ | $6/7 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۰۳ | ۳۰/۷ | ۲۹۸۰/۹۵ | $7/9 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۰۶ | ۳۵/۲ | ۲۹۸۰/۹۷ | $9/1 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۱۲ | ۴۳/۸ | ۲۹۸۰/۹۵ | $11/3 \times 10^{-9}$ |

جدول ۴-۱۲: مقادیر T_e ، α و بسامد اوج f_{inf} برای $N_f = 3$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} در سناریوی ابرسرمایش.

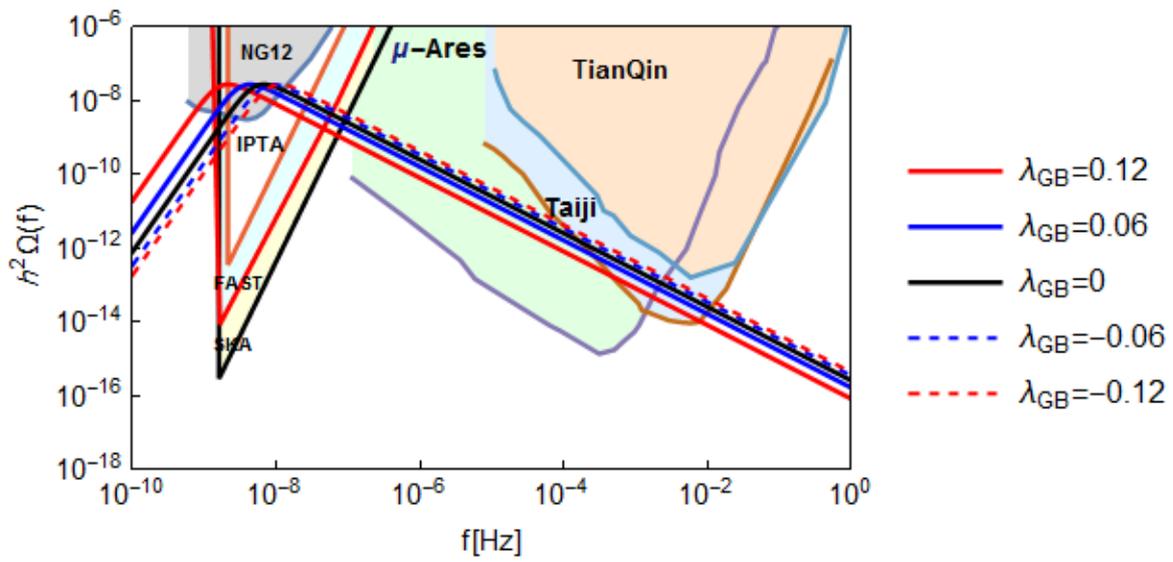
| N_f | λ_{GB} | T_e [MeV] | α | f_{inf} |
|-------|----------------|-------------|----------|-----------------------|
| ۳ | ۰/۱۲ | ۸/۳ | ۲۹۸۰/۹۵ | $2/14 \times 10^{-9}$ |
| | ۰/۰۶ | ۱۶/۶ | ۲۹۸۰/۹۴ | $4/3 \times 10^{-9}$ |
| | ۰/۰۳ | ۲۱/۱ | ۲۹۸۰/۹۷ | $5/4 \times 10^{-9}$ |
| | ۰ | ۲۵/۹ | ۲۹۸۰/۹۸ | $6/7 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۰۳ | ۳۰/۷ | ۲۹۸۰/۹۴ | $7/9 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۰۶ | ۳۵/۲ | ۲۹۸۰/۹۵ | $9/1 \times 10^{-9}$ |
| | -۰/۱۲ | ۴۳/۸ | ۲۹۸۱/۷ | $11/3 \times 10^{-9}$ |



شکل ۴-۷: طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور، طی دوره کوتاه ابرسرمایش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 1$. این امواج گرانشی توسط FAST، *NANOGrav*، *mu-Ares*، *Taiji* و *IPTA* قابل آشکارسازی است.



شکل ۴-۸: طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور، طی دوره کوتاه ابرسرمایش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 2$. این امواج گرانشی توسط FAST، *NANOGrav*، *mu-Ares*، *Taiji* و *IPTA* قابل آشکارسازی است.



شکل ۴-۹: طیف چگالی انرژی موج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور، طی دوره کوتاه ابرسرمایش برای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 3$. این امواج گرانشی توسط FAST، μ -Ares، TianQin، Taiji، IPTA و SKA قابل آشکارسازی است.

فصل ۵: طیف امواج کرانسی در تقریب

غلبه دیلاتون - رادیون

۱-۵ مقدمه

همانطور که در فصل قبل بیان شد، در گذار فاز مرتبه اول کیهانی، حباب‌های خلاء واقعی در مرحله ای از جهان اولیه ایجاد می‌شوند. با توجه به تفاوت فشار بین خلاء واقعی و کاذب، حباب‌ها منبسط شده و پس از برخورد با یکدیگر، گذار فاز کامل می‌شود.

فرایند تونل زنی گذار فازهای مرتبه اول بر تعیین آماری آهنگ تشکیل حباب (Γ) مبتنی است. Γ تعداد حباب‌های شبه پایدار تشکیل شده در واحد حجم در فاز جدید است [۷۰، ۷۱] و یکی از مقادیر مهمی است که با استفاده از آن مدت زمان گذار فاز بدست می‌آید. علاوه بر این، کمیت مربوط به مدت زمان گذار فاز یک پارامتر کلیدی برای ایجاد طیف چگالی انرژی موج گرانشی است [۴۱].

در نظریه‌های پیمانهای چهار بعدی با جفت‌شدگی ضعیف، سرعت تشکیل حباب و حل حباب را می‌توان با استفاده از کنش جهش^۱ که اثرات حرارتی و کوانتومی حلقه^۲ را شامل می‌شود، بدست آورد. این فرآیند را برای نظریه‌های پیمانهای با جفت‌شدگی قوی، می‌توان از طریق هولوگرافی مورد مطالعه قرار داد [۲۲، ۷۲، ۷۳]. در [۷۴]، یک گذار فاز محصور-نامحصور در نظریه‌های میدان تقریباً همدیس مطالعه شده است. باید توجه داشت که شکست تقارن همدیس منجر به تولید یک بوزون سبک می‌شود، این بوزون یک میدان دیلاتون است که دینامیک آن بر آهنگ تشکیل حباب غالب است. در این فصل با توجه به فرض تسلط دیلاتون در ابعاد اضافی راندال-ساندروم^۳ دوگان AdS/CFT ، ویژگی‌های مهم گذار فاز بدست می‌آید.

در این بخش، با در نظر گرفتن یک مدل دیوار نرم پنج بعدی از AdS/QCD ، سرعت تشکیل حباب و مدت زمان گذار فاز محصور-نامحصور را با استفاده از تقریب غلبه دیلاتون، بدست می‌آوریم. گذار فاز محصور-نامحصور دوگان گذار فاز هاوکینگ-پیچ مرتبه اول بین حل سیاه چاله AdS و AdS باردار گرمایی است. علاوه بر این، ما تأثیر تصحیحات گاوس-بونت را روی گذار فاز مطالعه می‌کنیم. از آنجا که گذار فاز مرتبه اول کیهانی می‌تواند منبع قدرتمندی برای تولید امواج گرانشی در کیهان اولیه باشد، مانند فصل قبل، طیف موج گرانشی را در این تقریب پیدا می‌کنیم و در نهایت امکان یک دوره ابرسرمایش در طول گذار فاز QCD را در نظر می‌گیریم و پارامترهای

¹Bounce

²Loop

³Randall-Sundrum

مهم گذار فاز را از طریق این روش بدست می‌آوریم.

۲-۵ محاسبه آهنگ تشکیل حباب

در این بخش آهنگ تشکیل حباب را در گذار فاز محصور-نامحصور محاسبه می‌کنیم. چنین محاسبه‌ای در نظریه‌های پیمان‌های با جفت‌شدگی ضعیف راحت‌تر است. در حالیکه برای نظریه‌های پیمان‌های با جفت‌شدگی قوی در زمینه تمام‌نگاری بسیار چالش برانگیز است. در این فصل، ما از روش جدیدی که از غلبه شعاع-دیلاتون چهار بعدی مشتق شده است، استفاده می‌کنیم که دوگان سازوکار گلدبرگر-وایز^۴ [۱۱، ۷۵] است و به تنظیمات پایین به بالا^۵ مربوط می‌شود.

اثر گرانش چهار بعدی را می‌توان با استفاده از تصحیح آرمانی دمای T و پارامتر هابل H تخمین زد. پس از نفوذ حباب‌ها گذار فاز کامل می‌شود و $\Gamma \geq H^4$ می‌شود. بطوریکه $H = 1/66 \sqrt{g_*} T^2 / M_p$ ، g_* تعداد درجات آزاد نسبیتی مؤثر در پلاسما و M_p جرم پلانک است. در گرانش پنج بعدی تشکیل حباب، غیر اختلالی است. بنابراین Γ را با استفاده از یک تقریب نیمه کلاسیک در جملات کنش جهش اقلیدسی S_b محاسبه می‌کنیم. در این صورت $\Gamma \sim T^4 \exp(-S_b)$. در تقریب دیواره نرم برای گذار فاز سریع در دمای بحرانی می‌توان نوشت: $S_b = S_3/T$. ما با در نظر گرفتن این شرط، دمای تشکیل حباب که با T_* نمایش داده می‌شود را بصورت زیر بدست آوردیم:

$$\frac{S_3(T_*)}{T_*} = 4 \ln \left(\frac{T_*}{H_*} \right). \quad (1-5)$$

در دماهای بسیار بالا با تقارن همدیس تقریبی، انرژی آزاد فاز نامحصور را می‌توان بصورت $\epsilon = CN_c^4 T^4$ نوشت [۷۶] که ϵ انرژی خلأ و C ثابت جفت‌شدگی قوی وابسته به مدل است. در مدل ما، در صورتیکه در نقطه ثابت^۶، انرژی پایین باشد گذار فاز دارای تقارن همدیس است. در این شرایط، انرژی آزاد دوگان معادل است با $L - CN_c^4 T_c^4$ که $L = -T_c \frac{d\Delta F(T)}{dT} |_{T_c}$ گرمای نهان است. در این رابطه اثرات تصحیح گاوس-بونت و پتانسیل باریوشیمیایی در پارامتر C نهفته شده است.

⁴Goldberger-Wise mechanism

⁵bottom-up

⁶Fixed point

در اصل، شکست تقارن همدیس تقریبی منجر به ایجاد یک میدان شبه دیلاتون می‌شود. در تعیین آهنگ ایجاد حباب، دیلاتون نقش اصلی را دارد. با این وجود در این بخش رساله، ما از سهم دیلاتون و کنش گلدبرگر-وایز مربوط به پس‌زمینه، چشمپوشی می‌کنیم. بنابراین پتانسیل شبه دیلاتون مؤثر با رابطه (۲-۵) داده می‌شود [۷۴].

$$V_{\text{eff}} \simeq \frac{N_c^2 \lambda_0 \phi^4}{16\pi^2} \left(1 - \frac{1}{1 + \gamma/4} \left(\frac{\phi}{\langle \phi \rangle} \right)^\gamma \right) \quad (2-5)$$

در این رابطه $\langle \phi \rangle \equiv \Lambda_{\text{IR}}$ است. در این مدل، برش فرورسرخ^۷ را با Λ_{QCD} نظریه، معادل فرض کرده‌ایم. λ_0 جفت‌شدگی کواریتیک است بطوریکه $\lambda_0 \equiv \lambda(g=0)$ ، g جفت‌شدگی عملگر $g\mathcal{O}$ است که موجب انحراف کوچکی از پایستگی همدیس می‌شود و γ نقش پارامتربندی $\gamma g \sim \beta(g)$ را دارد. این پارامترها در دمای بحرانی با رابطه (۳-۵) به هم مرتبط می‌شوند [۷۴].

$$\frac{T_c}{\Lambda_{\text{IR}}} \simeq \left(\frac{\gamma |\lambda_0|}{16\pi^2 C(4 + \gamma)} \right)^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (3-5)$$

در دمای بحرانی $\langle \phi \rangle \ll T_c$ ، انرژی آزاد فاز محصور از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$F_{\text{con}}(T_c) \Big|_{T_c \ll \langle \phi \rangle} \approx V_{\text{eff}}(\langle \phi \rangle). \quad (4-5)$$

برای یک گذار فاز سریع در مدل دیواره نازک با تقریب غلبه دیلاتون، کنش جهش را بصورت رابطه (۵-۵)

می‌نویسیم:

$$\frac{S_3}{T} \sim 3/6 \left(\frac{1}{|\lambda_0| \gamma} \right)^{\frac{3}{\gamma}} C^{\frac{1}{\gamma}} N_c^2 \frac{T_c/T}{(1 - (T/T_c)^4)^2}, \quad (5-5)$$

ما در این مدل با استفاده از داده‌های فصل قبل، برای هر مقدار جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} ، پتانسیل شیمیایی μ و دمای بحرانی T_c ، مقدار C را محاسبه کردیم [۷۷] و با استفاده از معادله (۳-۵) مقدار $|\lambda_0| = 0/6$ را مشخص کردیم. بطوریکه برای هر Λ_{IR} که انتخاب شده است $\gamma < 1$ بدست می‌آید.

با استفاده از معادلات (۱-۵) و (۵-۵) مقدار T_* را بدست می‌آوریم، بطوریکه $T_* < T_c$ و به این ترتیب

$$S_3(T_*)/T_* \sim 170$$

محاسبه می‌شود.

این مقادیر برای λ_{GB} های مختلف و به ازای $N_f = 1$ ، $N_f = 2$ ، $N_f = 3$ در جدول‌های ۱-۵، ۳-۵ و

۴-۵ ثبت شده است.

⁷IR cut-Off

جدول ۵-۱: مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی، C ، دمای تشکیل حباب T_* ، Λ_{IR} و γ برای $N_f = 2$ به ازای مقادیر متفاوت جفت شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | μ [MeV] | T_c [MeV] | C | T_* [MeV] | Λ_{IR} [MeV] | γ |
|-------|-----------------------|-------------|-------------|------|-------------|-----------------------------|----------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۳۵ | ۶۱/۷ | ۶/۲۲ | ۳۹/۱ | ۶۰۰ | ۰/۹ |
| | ۰/۰۹ | ۶۱ | ۹۴/۰ | ۳/۸۶ | ۶۰/۲ | ۸۴۰ | ۰/۷۸ |
| | ۰/۰۶ | ۷۲ | ۱۲۲/۹ | ۲/۴ | ۷۸/۸ | ۱۰۰۰ | ۰/۶۷ |
| | ۰/۰۳ | ۸۰ | ۱۵۶/۱ | ۱/۸۵ | ۱۰۴/۱ | ۱۲۰۰ | ۰/۶۵ |
| | ۰ | ۸۶ | ۱۹۱/۶ | ۱/۶۲ | ۱۳۶ | ۱۴۰۰ | ۰/۷ |
| | -۰/۰۳ | ۹۰ | ۲۲۶/۷ | ۱/۵۸ | ۱۴۵/۹ | ۱۷۰۰ | ۰/۶ |
| | -۰/۰۶ | ۹۷ | ۲۶۰/۳ | ۱/۵۳ | ۱۹۰/۲ | ۱۸۵۰ | ۰/۷۵ |
| | -۰/۰۹ | ۹۹ | ۲۹۲/۸ | ۱/۴۸ | ۲۱۷ | ۲۰۵۰ | ۰/۷۸ |
| | -۰/۱۲ | ۱۰۲ | ۳۲۴ | ۱/۴۴ | ۲۴۷/۹ | ۲۲۰۰ | ۰/۸۷ |

بر اساس داده‌های این جدول، با تغییر λ_{GB} از $+۰/۱۲$ تا $-۰/۱۲$ ، مقادیر μ ، T_c ، T_* و Λ_{IR} افزایش می‌یابند. در حالیکه مقادیر C و γ در دو حالت $\lambda_{\text{GB}} > ۰$ و $\lambda_{\text{GB}} < ۰$ با افزایش $|\lambda_{\text{GB}}|$ کاهش می‌یابند.

۳-۵ طیف امواج گرانشی

ما طیف امواج گرانشی حاصل از گذار فاز QCD مرتبه اول را محاسبه می‌کنیم. به علاوه، ما بررسی می‌کنیم که آیا امواج گرانشی تولید شده در محدوده حساسیت آزمایش‌های زمان بندی تپ اختر قرار می‌گیرند یا خیر. یکی از کمیت‌های مهم برای محاسبه طیف امواج گرانشی کمیت β/H است. بطوریکه β^{-1} مدت زمان

تقریبی گذار فاز است [۴۱]. β/H را در دمای T_* بدست می‌آوریم و مقدار آن از رابطه (۶-۵) محاسبه می‌شود:

$$\frac{\beta}{H_*} = T_* \frac{d}{dT} \left(\frac{S_{\Psi}(T)}{T} \right) \Big|_{T_*}. \quad (6-5)$$

سایر مقادیر کلیدی همچون نسبت چگالی انرژی خلأ به چگالی انرژی تابشی که با α نشان داده می‌شود و مقدار بحرانی این نسبت α_{∞} را در دمای T_* از روابط (۷-۵)، (۸-۵) و (۹-۵) بدست می‌آوریم.

$$\epsilon_* = \left(\Delta F(T) - T \frac{d\Delta F(T)}{dT} \right) \Big|_{T=T_*} \quad (7-5)$$

$$\alpha = \frac{\epsilon_*}{\rho_R(T_*)}, \quad \rho_R(T_*) = \frac{\pi^2}{30} g_* T_*^4. \quad (8-5)$$

$$\alpha_{\infty} = \frac{30}{24\pi^2} \frac{\sum_i c_i \Delta m_i^2}{g_* T_*^2} \quad (9-5)$$

که $c_i = n_i$ ($c_i = n_i/2$) تعداد درجات آزادی بوزون‌ها یا فرمیون‌ها است و $\Delta m_i^2 \sim 25 \times 10^4$ مجذور اختلاف جرم بین دو فاز است.

۱-۳-۵ گذار فاز محصور-نامحصور

با در نظر گرفتن تمام ذرات موجود در دوره معینی از تکامل اولیه کیهان، می‌توان درجات آزادی مؤثر g_* در فاز محصور را از معادله (۱۰-۵) در دمای T_* محاسبه کرد:

$$g_* = \sum_{i_B} g_{i_B} + \frac{V}{\Lambda} \sum_{i_F} g_{i_F} \quad (10-5)$$

در اینجا i تمامی ذرات مدل استاندارد را شامل می‌شود. g_{i_F} تعداد درجات آزادی فرمیون‌ها و g_{i_B} تعداد درجات آزادی بوزون‌ها است [۷۸]. سرعت دیواره حباب را با استفاده از مقدار α_{∞} محاسبه می‌کنیم.

بدون بوزون‌های پیمانهای پرجرم، شرط $\alpha > \alpha_{\infty}$ منجر به فرار حباب‌ها می‌شود. بطوریکه سرعت دیواره حباب به سرعت نور می‌رسد. همانطور که قبلاً هم بیان شد، در طول گذار فاز مرتبه اول، منابع موج گرانشی عبارتند از: برخورد حباب‌ها، امواج صوتی و حرکت اختلالی شاره.

با فرض اینکه هر سه منبع در طیف موج گرانشی سهم هستند، برای محاسبه طیف از معادله (۱-۲) استفاده می‌کنیم. به این منظور، سایر متغیرهای کلیدی را برای مقادیر مختلف λ_{GB} ، $N_c = 3$ و دو کوآرک سنگین

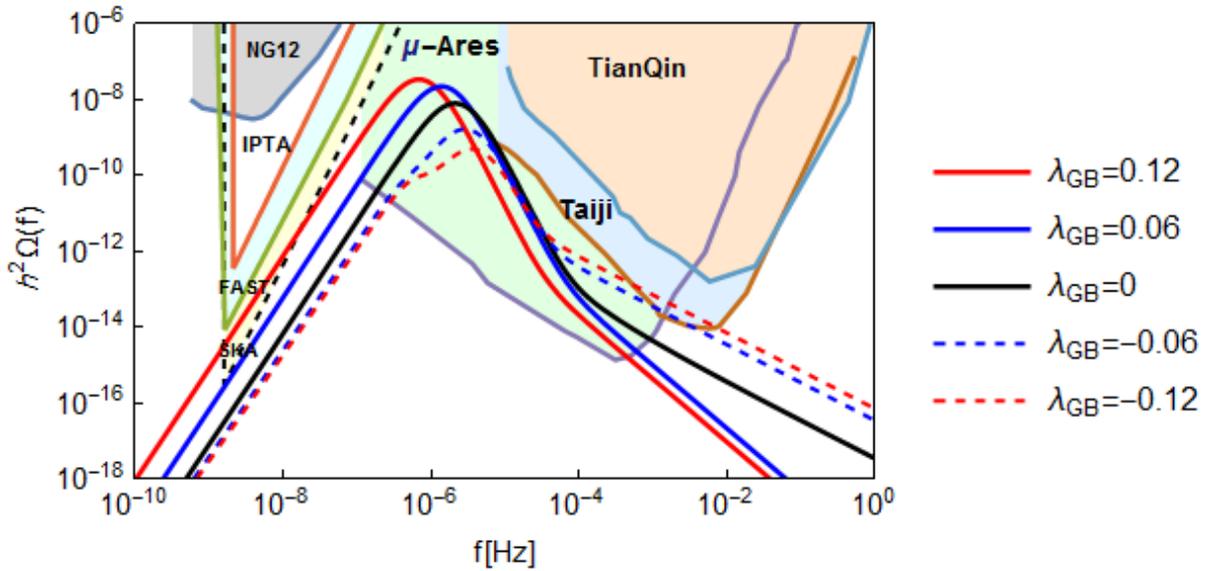
$N_f = 2$ ، محاسبه کردیم که در جدول ۲-۵ آمده است. همچنین این مقادیر به ازای $N_f = 1$ و $N_f = 3$ محاسبه شده و در جدول‌های ۳-۵ و ۴-۵ ثبت شده است.

جدول ۲-۵: مقادیر g_* ، β/H_* ، نسبت انرژی خلابه انرژی تابشی α و α_∞ برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | g_* | β/H_* | α | α_∞ |
|-------|----------------|-------|-------------|----------|-----------------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۱۰/۷۵ | ۹۸/۷ | ۸۴/۷ | ۳۴/۶ |
| | ۰/۰۹ | ۱۰/۷۵ | ۱۰۳/۸ | ۵۲/۳ | ۱۴/۶ |
| | ۰/۰۶ | ۱۰/۷۵ | ۱۱۲/۱ | ۳۳/۳ | ۸/۵ |
| | ۰/۰۳ | ۱۴/۲۵ | ۱۷۳/۲ | ۱۷/۳ | ۳/۷ |
| | ۰ | ۱۷/۲۵ | ۳۰۵/۴ | ۱۰/۲ | ۱/۸ |
| | -۰/۰۳ | ۱۷/۲۵ | ۱۱۶/۵ | ۱۴/۵ | ۱/۵ |
| | -۰/۰۶ | ۱۷/۲۵ | ۳۸۵/۶ | ۸/۵ | ۰/۹ |
| | -۰/۰۹ | ۱۷/۲۵ | ۴۳۰/۹ | ۷/۸ | ۰/۷ |
| | -۰/۱۲ | ۱۷/۲۵ | ۵۵۴/۱ | ۶/۷ | ۰/۵ |

اثر تصحیحات گاوس-بونت بر روی مدت زمان گذار فاز به وضوح در داده‌های جدول ۲-۵ قابل مشاهده است. با افزایش جفت‌شدگی گاوس-بونت مدت زمان گذار فاز افزایش یافته، دمای T_* کاهش و α نیز افزایش می‌یابد و منجر به گذار فاز قوی می‌شود. برای تمام مقادیر λ_{GB} در این جدول، $\alpha > \alpha_\infty$ بنابراین $v_{tw} = 1$.

برای محاسبه طیف موج گرانشی ابتدا باید این مقادیر کلیدی و کمیت‌های مربوط به α و α_∞ را بدست آوریم و سپس با استفاده از معادلات بخش ۱-۲ به محاسبه فرکانس و طیف انرژی موج گرانشی حاصل از گذار فاز محصور- نامحصور پردازیم که طیف این امواج گرانشی به ازای $N_f = 2$ ، در شکل ۱-۵ نشان داده شده است.



شکل ۵-۱: طیف چگالی امواج گرانشی گذار فاز محصور- نامحصور که برای مقادیر مختلف λ_{GB} و تعداد طعم‌های کوآرک سنگین $N_f = 2$. برای $\lambda_{GB} = 0.09$ و $\lambda_{GB} = 0.12$ این امواج گرانشی توسط $\mu - Ares$ و $Taiji$ و SKA قابل آشکارسازی است [۶۶]. از آنجایی که برای مقادیر دیگر λ_{GB} منحنی‌ها بسیار نزدیک به هم بدست آمده است، این منحنی‌ها در این نمودار رسم نشده است.

اثر افزایش تعداد طعم‌های کوآرک سنگین بر α و سایر متغیرها را می‌توان با مقایسه داده‌های جدول ۵-۲ با داده‌های دو جدول ۵-۳ و ۵-۴ بررسی کرد. بر اساس این داده‌ها مقدار α به ازای $N_f = 1$ و $N_f = 2$ تقریباً ثابت است و تغییر چندانی ندارد. اما با افزایش N_f به 3 مقدار α به ازای هر λ_{GB} خاص افزایش می‌یابد.

مقدار α_∞ با تغییر N_f به 3 تنها برای مقادیر $\lambda_{GB} = 0.09$ و $\lambda_{GB} = 0.12$ افزایش خواهد داشت.

مقادیر C و دمای بحرانی T_c برای هر λ_{GB} و به ازای N_f های مختلف تقریباً ثابت است. با افزایش N_f مقدار پتانسیل شیمیایی μ برای هر λ_{GB} کاهش می‌یابد.

جدول ۵-۳: مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی ، C ، دمای تشکیل حباب T_* ، β/H_* ، نسبت انرژی خلأ به انرژی تابشی α و α_∞ برای $N_f = 1$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | μ [MeV] | T_c [MeV] | C | T_* [MeV] | β/H_* | α | α_∞ |
|-------|----------------|-------------|-------------|------|-------------|-------------|----------|-----------------|
| ۱ | ۰/۱۲ | ۵۰ | ۶۱/۹ | ۶/۲۷ | ۳۹/۱ | ۹۳/۷ | ۸۶/۶ | ۳۴/۶ |
| | ۰/۰۹ | ۸۷ | ۹۴/۸ | ۳/۹ | ۶۰/۹ | ۱۱۲/۹ | ۵۰/۹ | ۱۴/۳ |
| | ۰/۰۶ | ۱۰۲ | ۱۲۲/۹ | ۲/۴ | ۷۹ | ۱۱۶/۱ | ۳۳ | ۸/۵ |
| | ۰/۰۳ | ۱۱۳ | ۱۵۶/۱ | ۱/۸۵ | ۱۰۳/۹ | ۱۶۹/۳ | ۱۷/۴ | ۳/۷ |
| | ۰ | ۱۲۱ | ۱۹۱/۶ | ۱/۶۲ | ۱۳۶ | ۳۰۵/۶ | ۱۰/۲ | ۱/۸ |
| | -۰/۰۳ | ۱۲۸ | ۲۲۶/۶ | ۱/۵۸ | ۱۴۷/۲ | ۱۲۹/۵ | ۱۴ | ۱/۵ |
| | -۰/۰۶ | ۱۳۴ | ۲۶۰/۴ | ۱/۵۳ | ۱۹۰/۳ | ۳۸۸/۱ | ۸/۵ | ۰/۹ |
| | -۰/۰۹ | ۱۴۰ | ۲۹۲/۸ | ۱/۴۸ | ۲۱۷ | ۴۳۰/۸ | ۷/۸ | ۰/۷ |
| | -۰/۱۲ | ۱۴۴ | ۳۲۴ | ۱/۴۴ | ۲۴۷/۹ | ۵۵۴ | ۶/۷ | ۰/۵ |

جدول ۵-۴: مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی و دمای بحرانی ، C ، دمای تشکیل حباب T_* ، β/H_* ، نسبت انرژی خلأ به انرژی تابشی α و برای $N_f = 3$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت λ_{GB} .

| N_f | λ_{GB} | $\mu[\text{MeV}]$ | $T_c[\text{MeV}]$ | C | $T_*[\text{MeV}]$ | β/H_* | α | α_∞ |
|-------|----------------|-------------------|-------------------|------|-------------------|-------------|----------|-----------------|
| ۳ | ۰/۱۲ | ۲۹ | ۶۲/۸ | ۶/۴ | ۳۸/۳ | ۵۱/۹ | ۱۰۰/۵ | ۳۶/۱ |
| | ۰/۰۹ | ۴۹/۷ | ۹۴/۴ | ۳/۸ | ۵۹ | ۸۰/۴ | ۷۳ | ۱۵/۲ |
| | ۰/۰۶ | ۱۰۵۹ | ۱۲۳ | ۲/۴ | ۷۹ | ۱۱۵/۱ | ۳۳/۱ | ۸/۵ |
| | ۰/۰۳ | ۶۵ | ۱۵۶/۱ | ۱/۸ | ۱۰۳/۵ | ۱۶۳/۸ | ۱۷/۶ | ۳/۷ |
| | ۰ | ۷۰ | ۱۹۱/۶ | ۱/۶۲ | ۱۳۶ | ۳۰۵/۵ | ۱۰/۲ | ۱/۸ |
| | -۰/۰۳ | ۷۴ | ۲۲۶/۶ | ۱/۵۸ | ۱۴۶ | ۱۱۶/۵ | ۱۴/۵ | ۱/۵ |
| | -۰/۰۶ | ۷۷ | ۲۶۰/۵ | ۱/۵۳ | ۱۹۰/۶ | ۳۸۹/۴ | ۸/۵ | ۰/۹ |
| | -۰/۰۹ | ۷۹ | ۲۹۳ | ۱/۴۸ | ۲۱۷/۴ | ۴۳۴/۵ | ۷/۸ | ۰/۷ |
| | -۰/۱۲ | ۸۳ | ۳۲۴ | ۱/۴۴ | ۲۴۷/۹ | ۵۵۴ | ۶/۷ | ۰/۵ |

۲-۳-۵ مرحله ابرسرمايش

در این بخش به محاسبه مدت زمان گذار فاز در مرحله ابرسرمايش مدل تقریب غلبه دیلاتون- رادیون می‌پردازیم. علاوه بر این، ما امواج گرانشی حاصل از گذار فاز مرتبه اول در این مرحله را با در نظر گرفتن تصحیحات گاوس-بونت مطالعه می‌کنیم. در دمای کمتر از دمای بحرانی T_C ، غلبه انرژی خلأ بر انرژی تابشی به تورم منجر می‌شود. پلازما بسیار رقیق شده و عالم برای چند ایفولد تورمی شتاب می‌گیرد. با واپاشی چگالی انرژی در پلازما، تورم پایان می‌پذیرد. تعداد ایفولدها از رابطه (۱۱-۵) محاسبه می‌شود:

$$N_e = \log \frac{a_e}{a_c} = \log \frac{T_c}{T_e}, \quad (11-5)$$

در این رابطه a_c و a_e عامل مقیاس هستند و T_e دمای تشکیل حباب و تولید موج گرانشی است. در این حالت $\gamma = 1/N_e$ در نظر گرفته می‌شود و با استفاده از معادلات (۲-۵) و (۶-۵) می‌توان β/H_* را به صورت رابطه (۱۲-۵) نوشت [۷۴]:

$$\beta/H_* \sim 3\gamma \left(\frac{T_e}{|\lambda_0|^{1/4} \Lambda_{\text{IR}}} \right)^\gamma \ln \left(\frac{M_P}{T_e} \right), \quad (12-5)$$

در سناریوی ابرسرمايش مقدار انرژی خلاء با اختلاف چگالی انرژی آزاد بین دو فاز برابر است. از اینرو برای محاسبه α از معادله (۱۴-۵) استفاده می‌کنیم [۷۹]:

$$\epsilon_* \simeq \Delta F(T) \Big|_{T=T_e} \quad (13-5)$$

$$\alpha = \frac{\epsilon_*}{\rho_R(T_*)}, \quad \alpha \simeq \left(\frac{\Delta F}{\rho_R} \right) \Big|_{T_e}. \quad (14-5)$$

ما در این مرحله، فرض می‌کنیم تورم در دمای بحرانی T_c آغاز می‌شود. بنابراین با در نظر گرفتن پایداری انرژی می‌توانیم انرژی خلاء را به صورت $\Delta F \sim \rho_R(T_c)$ بنویسیم. با استفاده از این رابطه و مقادیر T_e و T_c مقدار α را محاسبه می‌کنیم.

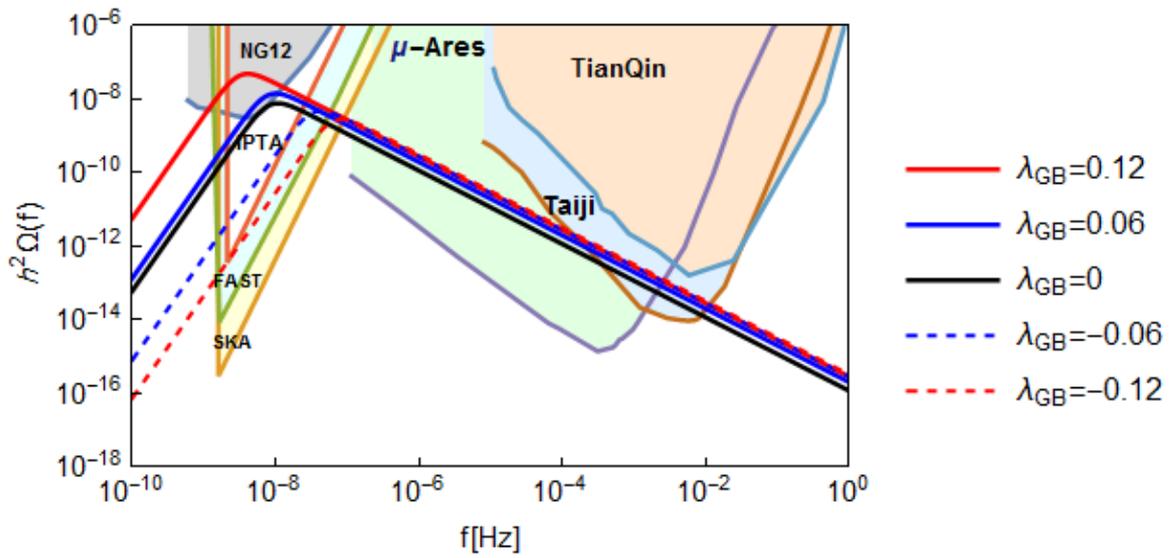
در این مرحله اصلی‌ترین منبع تولید امواج گرانشی، برخورد حباب‌ها است. بنابراین برهمکنش حباب با پلاسمای پیرامونش را نادیده می‌گیریم. علاوه بر این سرعت حباب‌های تولید شده در گذار فاز ابرسرمايش سریعاً افزایش یافته و به سرعت نور می‌رسد [۴۱، ۸۰].

کسر قابل توجهی از انرژی خلاء نیز به انرژی جنبشی دیواره حباب تبدیل می‌شود که نشان می‌دهد $\kappa \simeq 1$ است. ما در این مدل مقدار $g_* = 107/5$ را بدست آوردیم و در این حالت سرعت دیواره حباب محاسبه می‌شود. مقادیر T_e ، T_c ، β/H_* و α به ازای هر λ_{GB} و برای $N_f = 2$ را محاسبه کردیم که در جدول ۵-۵ ثبت شده است.

بنابر داده‌های جدول ۵-۵ در مرحله ابرسرمايش با افزایش جفت‌شدگی گائوس-بونت، مدت زمان گذار فاز نیز افزایش می‌یابد که تأییدی بر یک گذار فاز طولانی مدت است. همانطور که در شکل (۲-۵) مشاهده می‌شود در این حالت فرکانس‌های امواج گرانشی در گستره 10^{-9} Hz تا 10^{-7} Hz قرار می‌گیرد. بنابراین انتظار می‌رود در آینده‌ای نزدیک بتوان این امواج را با آشکارسازهای *FAST*، *NANOGrav*، *Ares*، μ ، *Tiaji*، *IPTA* و *SKA* آشکارسازی کرد.

جدول ۵-۵: مقادیر دمای بحرانی، دمای خروج از فاز، β/H_* و α برای $N_f = 2$ و مقادیر مختلف جفت‌شدگی گاوس-بونت، λ_{GB} ، در سناریوی ابرسرمايش

| N_f | λ_{GB} | T_c [MeV] | T_e [MeV] | β/H_* | α |
|-------|----------------|-------------|-------------|-------------|----------|
| ۲ | ۰/۱۲ | ۶۱۷ | ۲۰/۳ | ۷/۳ | ۸۵/۱ |
| | ۰/۰۹ | ۹۲/۶ | ۲۶/۲ | ۱۱/۳ | ۱۶۸/۷ |
| | ۰/۰۶ | ۱۲۳ | ۲۷/۹ | ۱۳/۷ | ۳۷۴/۶ |
| | ۰/۰۳ | ۱۵۶ | ۳۳/۵ | ۱۶ | ۴۷۰/۵ |
| | ۰ | ۱۹۱/۶ | ۴۶ | ۱۸/۶ | ۳۰۳/۱ |
| | -۰/۰۳ | ۲۲۶/۷ | ۵۶/۵ | ۲۱/۱ | ۲۵۸/۷ |
| | -۰/۰۶ | ۲۶۰/۳ | ۶۸/۴ | ۲۳/۸ | ۲۱۰/۱ |
| | -۰/۰۹ | ۲۹۲/۸ | ۸۰/۸ | ۲۶/۵ | ۱۷۲/۱ |
| | -۰/۱۲ | ۳۲۴ | ۱۰۲/۶ | ۳۰/۸ | ۹۹/۲ |



شکل ۵-۲: ما در این شکل طیف چگالی انرژی امواج گرانشی در گذار فاز محصور-نامحصور در طول دوره کوتاهی از ابرسرمایش را به ازای مقادیر مختلف λ_{GB} و $N_f = 2$ نشان می‌دهیم. امواج را می‌توان با آشکارسازهای *FAST*، *NANOGrav*، *mu-Ares*، *Taiji*، *IPTA* و *SKA* آشکارسازی کرد [۶۶].

فصل ۶: نتیجه گیری و جمع بندی

تا کنون مطالعات متنوعی در زمینه گذار فاز مرتبه اول کیهانی انجام شده است. محاسبه و بررسی سرعت دیواره حباب، عوامل مؤثر بر آن همچون نیروی اصطکاک و دمای تشکیل حباب [۶۴، ۶۹]، مطالعه دینامیک پس از تشکیل حباب و تأثیر سرعت دیواره حباب بر طیف موج گرانشی [۶۴] نمونه‌ای از این مطالعات هستند. در [۷۱] اثر میدان مغناطیسی پس‌زمینه بر طیف موج گرانشی گذار فاز مرتبه اول کیهانی و سهم هریک از سه منبع بررسی شده است. طبق نتایج این مطالعه، حضور میدان مغناطیسی سبب ناچیز شدن نقش امواج صوتی و اختلال MHD در ایجاد طیف موج گرانشی می‌شود. همچنین این امواج قابل آشکارسازی توسط تلسکوپ‌ها و آشکارسازهای کنونی نخواهند بود.

تفاوت انرژی آزاد بین فاز دیلاتونیک حرارتی و فاز سیاهچاله دیلاتونی در [۳۲] محاسبه شده است. این مقاله به مطالعه گذار فاز هاوکینگ-پیچ و طیف امواج گرانشی حاصل از آن می‌پردازد. گذار فاز مرتبه اول کیهانی در [۵۰] با در نظر گرفتن نوسانات کوانتومی مطالعه می‌شود. این مقاله با محاسبه کنش مؤثر، راه‌حل‌های «جهش» را برای معادلات حرکت بدست می‌آورد و به بررسی فرآیند تشکیل حباب و عوامل مؤثر بر آن می‌پردازد.

در این رساله از مدل دیواره نرم AdS/QCD برای مطالعه امواج گرانشی تولید شده توسط گذار فاز مرتبه اول QCD کیهانی در پتانسیل باریوشیمیایی و جفت‌شدگی محدود استفاده شده است. اثر تصحیحات جفت‌شدگی را در نظر گرفته‌ایم. پس‌زمینه گرانشی شامل تصحیحات انحنا مربعی است و به عنوان گرانش گاوس-بونت شناخته می‌شود. این تصحیحات را تا مرتبه اول λ_{GB} بسط داده‌ایم و مسأله را اختلالی حل کرده‌ایم.

در مدل ما، گذار فاز محصور-نامحصور مرتبه اول با گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیچ در گرانش گاوس-بونت مطابقت دارد. انرژی آزاد دو فاز را محاسبه کرده و سپس دمای بحرانی و پتانسیل باریوشیمیایی را برای مقادیر مختلف λ_{GB} بررسی کرده‌ایم. پس از بدست آوردن این پارامترها مقادیر کلیدی دیگری مانند چگالی انرژی خلاء گذار فاز و دمای تولید امواج گرانشی را محاسبه کردیم. با استفاده از این مقادیر توانستیم طیف چگالی انرژی موج گرانشی تولید شده از گذار فاز محصور-نامحصور مرتبه اول را بدست آوریم.

نکته جالب توجه این است که اگر جفت‌شدگی گاوس-بونت از مقدار $\lambda_{GB} \leq 9/100$ بیشتر باشد، شکل‌های (۴-۴)، (۵-۴) و (۶-۴) آشکارسازی امواج گرانشی توسط $Tiaji, \mu - Ares$ و SKA امکانپذیر است. علاوه بر این، با انجام محاسبات دریافتیم که با افزایش λ_{GB} ، نقش امواج صوتی نیز در طیف موج گرانشی اهمیت بیشتری می‌یابد که با نتایج [۳۲] همخوانی دارد. این امواج هدف اصلی آزمایش $LISA$ خواهند بود. به ویژه، برای $\lambda_{GB} < 0$ نشان داده‌ایم، حباب‌ها می‌توانند فرار کنند به طوری که سرعت دیواره حباب به سرعت نور می‌رسد،

در حالی که برای $\lambda_{GB} > 0$ سرعت دیوارها همچنان ناچیز است. در این حالت، با افزایش λ_{GB} ، حباب‌ها سریعتر حرکت می‌کنند. این نتیجه همچنین مطابق با این واقعیت است که هرچه λ_{GB} بیشتر باشد، محیط، گرانیوی کم‌تری نیز دارد.

علاوه بر این، در مدت گذار فاز QCD ، سناریوی ابرسرمایش را در نظر گرفته‌ایم، در این شرایط، انرژی خلاء ممکن است بسیار بزرگتر از انرژی حرارتی کیهان باشد. در این حالت پلازما بسیار رقیق است و ما فقط برخورد حباب‌ها را به عنوان منبع اصلی موج گرانشی در نظر گرفتیم. ابتدا نسبت انرژی خلاء به چگالی انرژی گرمایی را بدست آوردیم و نشان دادیم که این نسبت برای مقادیر مختلف λ_{GB} بسیار بزرگ است. همچنین بر اساس نمودارهای رسم شده در شکل‌های (۴-۷)، (۴-۸) و (۴-۹)، امواج گرانشی تولید شده در این دوره با آزمایش‌های $FAST$ ، $NANOGrav$ ، $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ و $IPTA$ قابل آشکارسازی هستند.

در ادامه با بکارگیری سازوکار گلدبرگر-وایز از طریق حل کنش جهش که در رابطه (۵-۵) آمده است و با استفاده از (۵-۱۲)، آهنگ تشکیل حباب را در هر دو حالت گذار فاز سریع و گذار فاز طولانی مدت در مرحله ابرسرمایش محاسبه کردیم. با در نظر گرفتن اثر تصحیحات گوس-بونت تحت تقریب دیواره نرم، به محاسبه دمای تشکیل حباب و مدت زمان گذار فاز را در هر دو مرحله پرداختیم و تولید امواج گرانشی را بررسی کردیم.

دریافتیم که در هر دو مرحله گذار فاز سریع و ابرسرمایش، با افزایش ضریب گوس-بونت مدت زمان گذار فاز نیز افزایش می‌یابد. افزون بر این، افزایش λ_{GB} در گذار فاز سریع موجب پر رنگ شدن نقش امواج صوتی در طیف امواج گرانشی می‌شود و اهمیت آن را افزایش می‌دهد. در مرحله ابرسرمایش، برخورد حباب‌ها به تنهایی نقش منبع اصلی امواج گرانشی را بازی می‌کند. به طور خاص نشان داده‌ایم به ازای تمامی مقادیر λ_{GB} امکان فرار دارند. زیرا سرعت دیواره آنها به سرعت نور می‌رسد.

نشان دادیم که در گذار فاز سریع برای جفت‌شدگی گوس-بونت، این امواج گرانشی امکان آشکارسازی توسط $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ و SKA را دارند که در شکل (۵-۱) رسم شده است. اما در سناریوی ابرسرمایش، امواج گرانشی تولید شده در دوره طولانی را می‌توان با آشکارسازهای $FAST$ ، $NANOGrav$ ، $\mu - Ares$ ، $Tiaji$ و $IPTA$ تشخیص داد که در شکل (۵-۲) مشاهده می‌شود.

در پایان، تأکید می‌کنیم که فراتر از مدل ما می‌توان دینامیک حباب‌ها را با نگاهی دقیق‌تر به ویژگی‌های اصلی دیواره حباب مطالعه کرد. نگاه دقیق‌تری به پتانسیل نیز ممکن است به نتایج بهتری برای طیف امواج گرانشی منجر شود.

مراجع

- [1] E. Poisson and C. M. Will (2014) “Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, Relativistic,” Journal of Modern Physics, Vol.8 No.5, April 28, 2017.
- [2] K. D. Kokkotas, “Gravitational-wave physics,” The Encyclopedia of Physical Science and Technology, 3rd Edition, Volume 7 Academic Press, (2002)
- [3] K. D. Kokkotas AND N. STERGIOULAS (2005), “GRAVITATIONAL WAVES FROM COMPACT SOURCES,” 5th International Workshop “New Worlds in Astroparticle Physics” , the EU program ILIAS(ENTApP) and the GSRT program Heracleitus. [arXiv:gr-qc/0506083v2 6 Jul 2005]
- [4] B. Lucini, A. Rago and E. Rinaldi, “ $SU(N_c)$ gauge theories at deconfinement,” Phys. Lett. B 712, 279-283 (2012) [arXiv:1202.6684 [hep-lat]].
- [5] T. Bhattacharya *et al.* (2014),” QCD Phase Transition with Chiral Quarks and Physical Quark Masses,” Phys. Rev. Lett. 113, No. 8, 082001, [arXiv:1402.5175 [hep-lat]].
- [6] M. Dine and A. Kusenko, “The Origin of the matter - antimatter asymmetry,” Rev. Mod. Phys. **76**, 1 (2003) [arXiv:hep-ph/0303065 [hep-ph]].
- [7] D. J. Schwarz and M. Stuke, “Lepton asymmetry and the cosmic QCD transition,” JCAP 11, 025 (2009), [arXiv:0906.3434 [hep-ph]].
- [8] S. Schettler, T. Boeckel and J. Schaffner-Bielich, “Imprints of the QCD Phase Transition on the Spectrum of Gravitational Waves,” Phys. Rev. D 83, 064030 (2011) [arXiv:1010.4857 [astro-ph.CO]].
- [9] E. Witten, “Cosmic Separation of Phases,” Phys. Rev. D 30, 272-285 (1984).
- [10] C. Hogan, “Gravitational radiation from cosmological phase transitions,” Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 218, 629-636 (1986).

- [11] H. Abedi, M. Ahmadvand and S. Gousheh, “Electroweak phase transition in the presence of hypermagnetic field and the generation of gravitational waves,” [arXiv:1901.05912 [hep-ph]].
- [12] A. Kosowsky, M. S. Turner and R. Watkins (1992), “Gravitational waves from first order cosmological phase transitions,” Phys. Rev. Lett. 69.2026.
- [13] M. Kamionkowski, A. Kosowsky and M. S. Turner, “Gravitational radiation from first order phase transitions,” Phys. Rev. D 49, 2837 (1994), [astro-ph/9310044].
- [14] A. Kosowsky, A. Mack and T. Kahniashvili, “Gravitational radiation from cosmological turbulence,” Phys. Rev. D 66, 024030 (2002), [arXiv:astro-ph/0111483 [astro-ph]].
- [15] S. Capozziello, M. Khodadi and G. Lambiase, “The quark chemical potential of QCD phase transition and the stochastic background of gravitational waves,” Phys. Lett. B 789 (2019), 626-633, [arXiv:1808.06188 [gr-qc]].
- [16] M. Hindmarsh, S. J. Huber, K. Rummukainen and D. J. Weir, “Numerical simulations of acoustically generated gravitational waves at a first order phase transition,” Phys. Rev. D 92, no. 12, 123009 (2015), [arXiv:1504.03291 [astro-ph.CO]].
- [17] T. Alanne, T. Hugle, M. Platscher and K. Schmitz, “A fresh look at the gravitational-wave signal from cosmological phase transitions,” JHEP 03 (2020), 004, [arXiv:1909.11356 [hep-ph]].
- [18] M. Beccaria and C. Ortix, “AdS/CFT duality at strong coupling,” Theor.Math.Phys.152(2):1060-1068, [arXiv: hep-th/0610215 [hep-th]].
- [19] E. Witten, “Anti-de Sitter space, thermal phase transition, and confinement in gauge theories,” Adv. Theor. Math. Phys.2 (1998), 505-532 [arXiv:hep-th/9803131 [hep-th]].

- [20] C. P. Herzog, “A Holographic Prediction of the Deconfinement Temperature,” *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), 091601 [arXiv:hep-th/0608151 [hep-th]].
- [21] K. B. Fadafan and E. Azimfard (2012), “On meson melting in the quark medium,” *Nucl. Phys. B* 863, 347 [arXiv:1203.3942 [hep-th]].
- [22] M. Ahmadvand and K. Bitaghsir Fadafan (2017), “Gravitational waves generated from the cosmological QCD phase transition within AdS/QCD,” *Phys. Lett. B* 772, 747-751 [arXiv:1703.02801 [hep-th]].
- [23] K. D. Kokkotas , “Gravitational waves astronomy,” *Reviews in modern astronomy. Vol. 20: Cosmic Matter** 140-166, *Rev.Mod.Astron.* 20 (2008) 140, doi:10.1002/9783527622993.ch7.
- [24] <http://nanograv.org>
- [25] <http://ipta4gw.org>
- [26] <https://skatelescope.org>
- [27] R. D. Nan et al. (2011), ,” The five-hundred-meter aperture spherical radio telescope (Fast) project,” *Int. J. Modern Phys. D*, 20(6), pp. 989–1024. [arXiv:1105.3794 [astro-ph.IM]].
- [28] R. D. Nan, *Science in China: Physics, Mechanics and Astronomy*, 49, 129, doi:10.1007/s11433-006-0129-9, (2006).
- [29] A. Sesana et al. (2021), ” Unveiling the gravitational universe at μ -Hz frequencies”, *Exper.Astron.* 51 (2021) 3, 1333-1383.
- [30] W. R. Hu and Y. L. Wu, “The Taiji Program in Space for gravitational wave physics and the nature of gravity,” *Natl. Sci. Rev.* 4, 685–686 (2017).

- [31] J. Mei et al. (TianQin), “The TianQin project: current progress on science and technology,” PTEP 2021, 05A107 (2021), [arXiv:2008.10332 [gr-qc]].
- [32] Z.-R. Zhu, J. Chen and D. Hou, “ Gravitational waves from holographic QCD phase transition with gluon condensate,” [arXiv:2109.09933[hep-ph]].
- [33] M. Hindmarsh and M.Hijazi, “ Gravitational waves from first order cosmological phase transitions in the Sound Shell Model,” [arXiv:1909.10040[astro-ph.CO]].
- [34] N. Peter, S. Martin and S. Günter, “ Gravitational Waves produced by Compressible MHD Turbulence from Cosmological Phase Transitions,” [arXiv:1803.02271 [astro-ph.CO]].
- [35] B. Freivogel and M. Kleban, “ A Conformal Field Theory for Eternal Inflation,” [arXiv:0903.2048 [hep-th]].
- [36] J.R. Espinosa, T. Konstandin, J.M. No, G. Servant, ”Energy Budget of Cosmological First-order Phase Transitions” J. Cosmol. Astropart. Phys. 1006 (2010) 028, [arXiv:1004.4187 [hep-ph]].
- [37] S. J. Huber and T. Konstandin, “Gravitational Wave Production by Collisions: More Bubbles,” JCAP **0809**, 022 (2008) [arXiv:0806.1828 [hep-ph]].
- [38] C. J. Hogan (**1986**), “Gravitational radiation from cosmological phase transitions,” Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 218, 629.
- [39] M. Hindmarsh, S. J. Huber, K. Rummukainen and D. J. Weir (2014), “Gravitational waves from the sound of a first order phase transition,” Phys. Rev. Lett. 112, 041301 [arXiv:1304.2433 [hep-ph]].

- [40] M. Hindmarsh (2018), “Sound shell model for acoustic gravitational wave production at a first-order phase transition in the early Universe,” *Phys. Rev. Lett.* 120, no. 7, 071301 [arXiv:1608.04735 [astro-ph.CO]].
- [41] C. Caprini *et al.*, “Science with the space-based interferometer eLISA. II: Gravitational waves from cosmological phase transitions,” *JCAP* 1604, 001 (2016) [arXiv:1512.06239 [astro-ph.CO]].
- [42] S.M. Stishov, World Scientific Publishing Company (p 1-3, 3rd, 2018) ‘Phase Transitions for Beginners’, 9789813274174 , USA.
- [43] M. Gleiser (1998), ” Phase transitions in the universe”, *Contemp.Phys.* 39 (1998) 239-253, arXiv:hep-ph/9803291.
- [44] S. H. S. Alexander, M. E. Peskin and M. M. Sheikh-Jabbari (2006), “Gravi-Leptogenesis: Leptogenesis from Gravity Waves in Pseudo-scalar Driven Inflation Models,” *ECONF C0605151:0022,2006* [hep-th/0701139].
- [45] Y. Akrami (Leiden U. and Inst. Theor. Astrophys., Oslo) et al. (Jul 17, 2018) ” Planck Collaboration: Planck 2018 results. X. Constraints on inflation,” *Astron.Astrophys.* 641 (2020) A10, [arxiv:1807.06211 [astro-ph.CO]]
- [46] D. J. Weir,” Gravitational waves from a first order electroweak phase transition: a brief review”, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* A376(2018), no. 2114 20170126, [arXiv:1705.01783].
- [47] P. Petreczky (2012), ” Lattice QCD at non-zero temperature,” *J. Phys. G* 39, 093002, [arXiv:1203.5320 [hep-lat]].
- [48] T. Boeckel, S. Schettler, and J. Schaffner-Bielich,” The Cosmological QCD Phase Transition Revisited”, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 66(2011) 266–270, [1012.3342].

- [49] J. Erdmenger, "Introduction to Gauge/Gravity Duality," PoS TASI2017, 001 (2018)doi:10.22323/1.305.0001 [arXiv:1807.09872 [hep-th]].
- [50] F.R. Ares, O. Henriksson, M. Hindmarsh, C. Hoyos and N. Jokela, "Effective actions and bubble nucleation from holography," [arXiv:2109.13784 [hep-th]].
- [51] M. Ammon and J. Erdmenger, "Gauge/Gravity Duality: Foundations and Applications", Cambridge University Press,2015.
- [52] C. Charmousis, B. Gouteraux, B. S. Kim, E. Kiritsis and R. Meyer," Effective HolographicTheories for low-temperature condensed matter systems", JHEP11(2010) 151[1005.4690]
- [53] Ryu, Shinsei, and Takayanagi, Tadashi. 2006." Holographic derivation of entanglement entropy from AdS/CFT". Phys. Rev. Lett., 96, 181602.
- [54] S. Nojiri and S. D. Odintsov, "Brane-World Cosmology in Higher Derivative Gravity or Warped Compactification in the Next-to-leading Order of AdS/CFT Correspondence", JHEP 0007 (2000) 049 [arXiv:hep-th/0006232].
- [55] M. Brigante, H. Liu, R. C. Myers, S. Shenker and S. Yaida, "Viscosity Bound Violation in Higher Derivative Gravity", Phys. Rev. D 77 (2008), 126006 [arXiv:0712.0805 [hep-th]].
- [56] J. Noronha and A. Dumitru, "The Heavy Quark Potential as a Function of Shear Viscosity at Strong Coupling", Phys. Rev. D 80, 014007 (2009) [arXiv:0903.2804 [hep-ph]].
- [57] M. Brigante, H. Liu, R. C. Myers, S. Shenker and S. Yaida, "The Viscosity Bound and Causality Violation", Phys. Rev. Lett. 100 (2008), 191601 [arXiv:0802.3318 [hep-th]].

- [58] A. Buchel and R. C. Myers, "Causality of Holographic Hydrodynamics" , JHEP 08 (2009), 016 [arXiv:0906.2922 [hep-th]].
- [59] J. de Boer, M. Kulaxizi and A. Parnachev, "AdS(7)/CFT(6), Gauss-Bonnet Gravity, and Viscosity Bound", JHEP 03 (2010), 087 [arXiv:0910.5347 [hep-th]].
- [60] X. O. Camanho and J. D. Edelstein, "Causality constraints in AdS/CFT from conformal collider physics and Gauss-Bonnet gravity", JHEP 04 (2010), 007 [arXiv:0911.3160 [hep-th]].
- [61] X. O. Camanho and J. D. Edelstein, "Causality in AdS/CFT and Lovelock theory", JHEP 06 (2010), 099 [arXiv:0912.1944 [hep-th]].
- [62] S. Sachan and S. Siwach, "Thermodynamics of Soft Wall Model in Einstein-Maxwell-Gauss-Bonnet Gravity," [arXiv:1312.5508 [hep-th]].
- [63] A. Karch, E. Katz, D. T. Son and M. A. Stephanov, "Linear confinement and AdS/QCD", Phys. Rev. D 74 (2006), 015005, doi:10.1103/PhysRevD.74.015005 [arXiv:hep-ph/0602229 [hep-ph]].
- [64] F. Bigazzi, A. Caddeo, T. Canneti and A. L. Cotrone, "Bubble wall velocity at strong coupling," JHEP 08 (2021) 090, [arXiv:2104.12817 [hep-th]].
- [65] V. Borika Jovanovic, S. R. Ignjatovic, D. Borika and P. Jovanovic, "Constituent quark masses obtained from hadron masses with contributions of Fermi-Breit and Glozman-Riska hyperfine interactions," Phys. Rev. D **82**, 117501 (2010) [arXiv:1011.1749 [hep-ph]].
- [66] Z.C.Chen, C. Yuan, and Q.G. Huang, " Confronting the primordial black hole scenario with the gravitational-wave events detected by LIGO-Virgo," (2021). [arXiv:astro-ph.CO/2108.11740].

- [67] P. Baratella, A. Pomarol and F. Rompineve, “The Supercooled Universe,” JHEP 1903, 100 (2019) [arXiv:1812.06996 [hep-ph]].
- [68] T. Boeckel and J. Schaffner-Bielich, “A little inflation in the early universe at the QCD phase transition,” Phys. Rev. Lett. 105, 041301 (2010) Erratum: [Phys. Rev. Lett. 106, 069901 (2011)] [arXiv:0906.4520 [astro-ph.CO]].
- [69] Y. Bea, J. Casalderrey-Solana, T. Giannakopoulos, D. Mateos, M. Sanchez-Garitaonandia and M. Zilhão, “Bubble wall velocity from holography,” Phys. Rev. D 104 (2021) 12, L121903, [arXiv:2104.05708 [hep-ph]].
- [70] A. D. Linde, “Fate of the False Vacuum at Finite Temperature: Theory and Applications,” Phys. Lett. B 100, 37-40 (1981).
- [71] M. Khodadi, U. K. Dey, and G. Lambiase, “Strongly magnetized hot QCD matter and stochastic gravitational wave background,” Phys. Rev.D 104, 063039 (2021), [arXiv:2108.09320 [gr-qc]].
- [72] M. Ahmadvand and K. Bitaghsir Fadafan (2018), “The cosmic QCD phase transition with dense matter and its gravitational waves from holography,” Phys. Lett. B 779, 1 [arXiv:1707.05068 [hep-th]].
- [73] F. Bigazzi, A. Caddeo, A. L. Cotrone and A. Paredes, “Fate of false vacua in holographic first-order phase transitions,” JHEP 12, 200 (2020), [arXiv:2008.02579 [hep-th]].
- [74] K. Agashe, P. Du, M. Ekhterachian, S. Kumar and R. Sundrum, “Cosmological Phase Transition of Spontaneous Confinement,” JHEP 05 (2020) 086, [arXiv:1910.06238 [hep-ph]].
- [75] W. D. Goldberger and M. B. Wise, “Modulus stabilization with bulk fields,” Phys. Rev. Lett. 83, 4922-4925 (1999), [arXiv:hep-ph/9907447 [hep-ph]].

- [76] G. Nardini, M. Quiros and A. Wulzer, “A Confining Strong First-Order Electroweak Phase Transition,” JHEP 09 (2007) 077 [arXiv:0706.3388].
- [77] P. Creminelli, A. Nicolis and R. Rattazzi, “Holography and the electroweak phase transition,” JHEP 03, 051 (2002), [arXiv:hep-th/0107141 [hep-th]].
- [78] L. Husdal, “On Effective Degrees of Freedom in the Early Universe,” Galaxies 4, 78 (2016), [arXiv:1609.04979 [astro-ph.CO]].
- [79] J. Ellis, M. Lewicki, J. M. No and V. Vaskonen, “Gravitational wave energy budget in strongly supercooled phase transitions,” JCAP 1906, 024 (2019) [arXiv:1903.09642 [hep-ph]].
- [80] A. Kobakhidze, C. Lagger, A. Manning and J. Yue, “Gravitational waves from a supercooled electroweak phase transition and their detection with pulsar timing arrays”, Eur.Phys.J. C77 (2017) no.8, 570, [arXiv:1703.06552 [hep-ph]].

abstract

In this thesis, we study the holography of gravitational waves from the first-order cosmic phase transition of quantum color dynamics (QCD). When the Universe was about 10^{-10} seconds old, the electro-weak phase transition occurs by breaking the symmetry between the weak and electromagnetic interactions. About 10^{-5} after the big bang, the phase transition from the quark–gluon plasma to the hadronic phase happened. Since, in the early universe first-order phase transitions can also generate gravitational waves, in this thesis, we study the cosmological first-order QCD phase transition and we calculate the gravitational waves spectrum of the bubble evolution with holographic models. Using AdS/QCD and the correspondence between a first order Hawking-Page phase transition and de/confinement phase transition, we obtain the resulting gravitational wave spectrum in the presence of the Gauss-Bont coupling. We also show that μ -Ares, Tiaji and SKA detectors will be able to detect these gravitational waves, which can be an evidence for the first order deconfinement transition. On the other hand, gravitational waves are dependent on coupling, We consider these waves to have a limited bariochemical potential and obtain key quantities characterizing the gravitational wave energy density spectrum. We conclude that sound waves play an important role in the spectrum. We also consider a supercooling scenario during the QCD phase transition and show that the gravitational waves generated during this period can be detected by FAST, NANOGrav, μ -Ares, Tiaji, IPTA and SKA experiments. In the following, we focus on the approach of dilaton/radion dominance approximation. We find the dual bounce action and the duration of the phase transition at the nucleation temperature and obtain the quantities characterizing the gravitational wave spectrum through this approach for prompt phase

transition and supercooled regime.

Key words: Gauss-Bonnet coupling, QCD phase transition, Holography, Gravitational waves, Gauge/Gravity Duality



Faculty of Physics and Nuclear Engineering

Ph.D Thesis in Elementary Particles

Gravitational waves of first-order phase transition using gauge-gravity duality

By: Seddigheh Rezapour

Supervisor:

Dr. Kazem Bitaghsir Fadafan

Advisor:

Dr. Moslem Ahmadvand

February 2022